

Interdekadische Variabilität in einem vereinfachten windgetriebenen Ozeanmodell

Philip Sura

Diplomarbeit im Fach Ozeanographie
vorgelegt im Fachbereich Geowissenschaften
der Universität Hamburg

Dezember 1997

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird ein vereinfachtes Ozeanmodell verwendet, um die Variabilität der windgetriebenen nordatlantischen und nordpazifischen Zirkulation zu untersuchen. Im Vordergrund steht dabei der interdekadische Periodenbereich. Der Ozean wird durch ein windgetriebenes Reduced-Gravity-Modell approximiert. Der atmosphärische Antrieb ist so gewählt, daß zum einen der mittlere Windschub modelliert wird. Dieser treibt die großskaligen ozeanischen Wirbel an. Um der atmosphärischen Variabilität Rechnung zu tragen, findet zum anderen auch ein stochastischer Anteil am Windfeld Verwendung. Der stochastische Anteil des Windschubes ist dabei so gewählt, daß die räumliche Struktur der atmosphärischen Variabilität parametrisiert wird.

Es werden verschiedenen Experimente durchgeführt, mit denen der Einfluß des mittleren und des stochastischen Windschubes untersucht wird. Es zeigt sich einerseits, daß die Inhomogenität des stochastischen Windschubes im Nordatlantik eine signifikante Anhebung der Varianz der Energieinhalte im Periodenbereich von etwa 14 Jahren bewirkt. Andererseits zeigt sich, daß der mittlere Windschub in der Lage ist, diesen Effekt im Nordatlantik deutlich zu verstärken. Im Nordpazifik sind derartige Phänomene nicht zu beobachten.

Um dieses Verhalten zu erklären, wird ein Mechanismus vorgestellt, welcher die in dem Modell beobachtete nordatlantische Variabilität erzeugen kann. Der Mechanismus geht davon aus, daß Rossby-Wellen mit Beckenskala in eine räumliche Resonanz mit dem Reynolds-Impulsfluß treten. Dieser Impulsfluß wird dabei zum einen durch die räumliche Struktur des stochastischen Windschubes, zum anderen durch den mittleren Windschub beeinflusst. Die beobachtete Periode wird durch die doppelte Durchquerungszeit einer Rossby-Welle im Nordatlantik bestimmt.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	2
2	Modell	10
2.1	Reduced-Gravity-Modell	10
2.2	Grenzschichtreibung und horizontaler Austausch	12
2.3	Modellgebiet und Randbedingungen	13
2.4	Das Modell in Transportform auf der Kugel	15
2.5	Numerik und Parameter	16
2.6	Atmosphärischer Antrieb	20
3	Energetik	25
3.1	Allgemeine Energetik	25
3.2	Mittlere und transiente Energetik	26
3.3	Verwendete Energiediagnostik	30
4	Ergebnisse	31
4.1	Beschreibung der Experimente	32
4.2	Phänomenologie	33
4.2.1	Zeitlich gemittelte Zirkulation	33
4.2.2	Transiente Zirkulation	38
4.3	Interpretation	62
5	Diskussion und Ausblick	75
	Literatur	79

Kapitel 1

Einleitung

Ein fundamentales ozeanographisches Problem der Gegenwart ist das Verständnis der zeitlichen Variabilität der allgemeinen Zirkulation des Ozeans. Der großskalige Zustand des Ozeans ist es, der das Klima unserer Erde mitbestimmt und damit die Lebensbedingungen aller Lebewesen beeinflusst. Der Nordatlantikstrom, also die nordöstliche Verlängerung des Golfstroms, transportiert z.B. große Wärmemengen in den Nordatlantik und verursacht damit das milde Klima Nord- und Mitteleuropas. Schon kleine Änderungen des Wärmetransportes haben einen spürbaren Einfluß auf das dortige Klima. Ein anderes Beispiel ist das El-Niño-Phänomen. Kaltes nährstoffreiches Oberflächenwasser, welches aus tieferen Schichten an die Meeresoberfläche strömt, ist für den Fischreichtum an der Westküste Südamerikas verantwortlich. Erwärmt sich dieses Wasser durch ein El-Niño-Ereignis, so bleiben die Fischschwärme an der Küste aus. Dieses hat dramatische Auswirkungen für die von der Fischwirtschaft abhängigen Küstenregionen. Als weiteren Effekt löst eine erhöhte Verdunstung des wärmeren Wassers starke Regenfälle an der Küste aus.

Diese beiden Beispiele zeigen exemplarisch, wie der Zustand des Ozeans einen direkten Effekt auf die großräumigen Lebensbedingungen der Erde hat. Desweiteren läßt sich an ihnen ein wichtiger Mechanismus unseres Klimasystems erläutern, nämlich die Kopplung der beiden Systeme Ozean und Atmosphäre. Die geschilderten Phänomene des Nordatlantiks und des äquatorialen Pazifiks werden durch das atmosphärische Windfeld geprägt. In den Beispielen bewirkt jeweils eine Veränderung des atmosphärischen Windfeldes eine Änderung der ozeanischen Zirkulation. Im ersten Fall verursacht eine Anomalie des meridionalen Druckgradienten über dem Nordatlantik eine Veränderung im Transport des westlichen Randstroms. Im zweiten Fall bewirkt eine Anomalie des meridionalen Druckgradienten über dem äquatorialen Pazifik eine Veränderung des äquatorialen Stromsystems. Die dadurch veränderte Zirkulation des Ozeans tritt in beiden Beispielen über Anomalien der Meeresoberflächentemperatur (SST) wieder in Wechselwirkung mit der Atmosphäre. Der Rückkopplungskreislauf ist damit geschlossen. Näheres über die Ozean-Atmosphäre-Wechselwirkung im Bereich des Nordatlantiks findet man

bei Bjerknes (1964). Für das El-Niño-Phänomen sei auf Philander (1990) hingewiesen. In diesem Zusammenhang sei noch erwähnt, daß El-Niño zu einem nicht unerheblichen Teil als verstanden bezeichnet werden kann. Im Gegensatz dazu steht die Erforschung der Wechselwirkung zwischen Ozean und Atmosphäre im Nordatlantik erst am Anfang ihrer Entwicklung.

In Hinblick auf die Lebensbedingungen auf der Erde ist es von großer Bedeutung, die zeitliche Variabilität der ozeanischen Zirkulation, die der atmosphärischen Zirkulation und deren Wechselwirkungen zu verstehen. Diese großskaligen Prozesse haben dabei Zeitskalen von Tagen über Jahre bis zu einigen Jahrtausenden. Vermutlich ist der Ozean mit einer gegenüber der Atmosphäre sehr großen Dichte und einer großen Wärmekapazität zu einem großen Teil für die niederfrequente Variabilität verantwortlich. Der hochfrequente Anteil wird dagegen hauptsächlich von der Atmosphäre beherrscht.

Um die Variabilität der Ozeanzirkulation zu studieren, ist es zweckmäßig, zwischen zwei verschiedenen Regimen zu unterscheiden: der windgetriebenen und der thermohalin getriebenen Zirkulation. Bei der Betrachtung hydrographischer Daten läßt sich folgendes über die ozeanischen Strömungen feststellen. Es gibt einen hauptsächlich windgetriebenen Anteil, welcher auf die warme Schicht mit typischerweise 10–20 °C Oberflächentemperatur oberhalb der permanenten Thermokline beschränkt ist. Die horizontalen Geschwindigkeiten sind in der Größenordnung von 10 *cm/s*. Die Mächtigkeit dieser Schicht kann grob mit einigen hundert Metern abgeschätzt werden. Unterhalb der Thermokline liegt die primär durch Konvektion angetriebene Tiefsee. Da die für die Konvektion notwendigen vertikalen Dichtegradienten durch Temperatur- und Salzgehaltsunterschiede erzeugt werden, wird die daraus resultierende Strömung in der Tiefsee als thermohaline Zirkulation bezeichnet. Dieses Regime hat eine mittlere Temperatur von ungefähr 2 °C und die horizontalen Geschwindigkeiten sind in der Größenordnung von 0.1 *cm/s*. Neben den unterschiedlichen Geschwindigkeitsskalen besitzen die beiden Zirkulationsregime auch unterschiedliche Zeitskalen in ihrer Dynamik. Das windgetriebene Regime hat eine Zeitskala von einigen Tagen bis zu mehreren Jahren, das thermohaline Regime dagegen hat eine Zeitskala von einigen Jahren bis zu mehreren Jahrhunderten. Aufgrund dieser unterschiedlichen Skalen scheint es gerechtfertigt, die windgetriebene und die thermohaline Zirkulation in erster Näherung unabhängig voneinander zu betrachten. Daß diese Annahme nur in erster Näherung gilt, gerade im Bereich der westlichen Randströme, zeigt z.B. die Arbeit von Spall (1996). Es kommt dort durch eine Wechselwirkung zwischen den Regimen zu einem periodischen Verhalten der Strömungen.

Bis in die fünfziger Jahre wurde die großskalige Dynamik des Ozeans hauptsächlich stationär behandelt. Die Gründe dafür sind sehr einfach anzugeben: Erst seit den sechziger Jahren gibt es die technischen Voraussetzungen, um die zeitliche Variabilität des Ozeans genauer zu untersuchen. Einerseits haben sich die Meßmethoden in den letzten Jahrzehnten wesentlich verbessert, andererseits wurde mit der Entwicklung des Computers eine numerische Behandlung der zugrun-

de liegenden Dynamik möglich. Dessenungeachtet bilden die stationären Modelle das Rückgrat unserer Vorstellung von der allgemeinen Zirkulation des Ozeans. Für die windgetriebene Zirkulation sei hier auf die fundamentalen Arbeiten von Sverdrup (1947), Stommel (1948), Munk (1950) und weiterhin auf die zusammenfassenden Arbeiten von Stommel (1965) und Veronis (1973) hingewiesen. Für die thermohaline Zirkulation wurde die Basis von Stommel und Arons (1960a,b) gelegt. Auch hier gibt der Text von Veronis (1973) eine Zusammenfassung.

Beim Studium der ozeanischen Variabilität kann zwischen zwei grundlegend verschiedenen Prinzipien unterschieden werden: der extern und der intern angeregten Variabilität. Die extern angeregte Variabilität hat ihren Ursprung in der Wechselwirkung mit der Atmosphäre, die intern angeregte Variabilität dagegen hat ihren Ursprung in dem nichtlinearen Verhalten des Ozeans. Als prinzipielles Beispiel zur intern angeregten Variabilität sei auf die Lorenz-Gleichungen hingewiesen (Lorenz, 1963). Die extern angeregte Variabilität kann des weiteren selber noch genauer aufgeteilt werden. Die Atmosphäre kann einerseits als passiver Antrieb des Ozeans behandelt werden, was keine Rückwirkung des Ozeans auf die Atmosphäre zuläßt (im weiteren als passive Kopplung bezeichnet). Andererseits kann die Atmosphäre aktiv an den Ozean gekoppelt werden, was eine Rückwirkung des Ozeans auf die Atmosphäre erlaubt (im weiteren als aktive Kopplung bezeichnet).

Von besonderem Interesse sind in dieser Arbeit Variabilitäten mit Perioden im Bereich von ungefähr 10–50 Jahren (interdekadische Variabilität). Ein ozeanisches Beispiel ist in Abbildung 1.1 dargestellt (Levitus *et al.*, 1995).

Zu sehen sind die Zeitreihen der Temperaturen an der Meeresoberfläche und in 100 *m* Tiefe an der Position des Wetterschiffes C (52.75°N, 35.5°W). Diese Station liegt im Bereich des subpolaren Wirbels. In 100 *m* Tiefe ist eine dekadische Schwingung mit einer Amplitude von ungefähr 2 °C zu erkennen. Die Maxima treten in den Jahren 1956, 1965 und 1979 auf. Ein vergleichbarer Temperaturverlauf ist an der Oberfläche zu erkennen. Die räumliche Verteilung der SST und die dazugehörige zeitliche Entwicklung wurde unter anderen von Deser und Blackmon (1993) und Kushnir (1994) untersucht. Diese Autoren finden einen Mode mit einer Periode von 10–15 Jahren, welcher sich räumlich als Dipol darstellt. Ein weiteres, atmosphärisch motiviertes Beispiel ist die Nordatlantische Oszillation, kurz NAO (Hurrell, 1995). Der dazugehörige NAO-Index ist als Luftdruckdifferenz zwischen Island und den Azoren definiert. In dieser Zeitreihe kommt es zu ausgeprägten Variabilitäten mit interdekadischen Perioden, wie der Abbildung 1.2 zu entnehmen ist.

Aus den Beispielen ist zu erkennen, daß interdekadische Variabilität in unserem Klimasystem ein signifikantes Signal darstellt. Ein Verständnis dieses Periodenbereiches ist insbesondere wichtig, da dieser eine anthropogene Klimaänderung verdecken, aber auch vortäuschen kann. In den vergangenen Jahren hat es sich gezeigt, daß das interdekadische Frequenzband von einer großen Anzahl von Phänomenen beherrscht wird, von denen die meisten schlecht oder gar nicht

verstanden sind. Ein Forschungsbedarf ist in diesem Gebiet also unmittelbar gegeben. Einen umfassenden Überblick zu diesem Thema gibt ein UNESCO-Report (UNESCO, IOC, Technical Series, 1992) und eine Arbeit von Latif (1997).

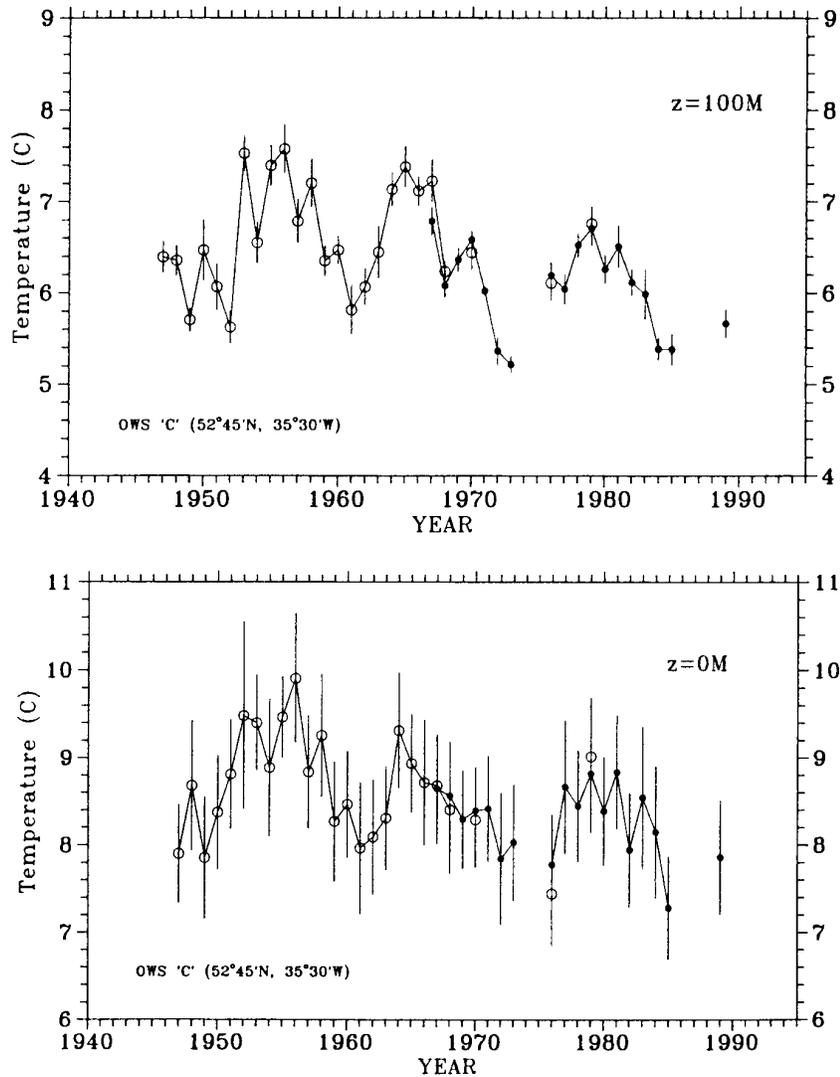


Abbildung 1.1: Zeitreihen der jährliche gemittelten Temperaturen, gemessen an der Station des Wetterschiffes C ($52.75^{\circ}N$, $35.5^{\circ}W$). Kreise und Punkte kennzeichnen unterschiedliche Meßverfahren. Oben: 100 m Tiefe. Unten: Oberfläche. Aus Levitus *et al.* (1995).

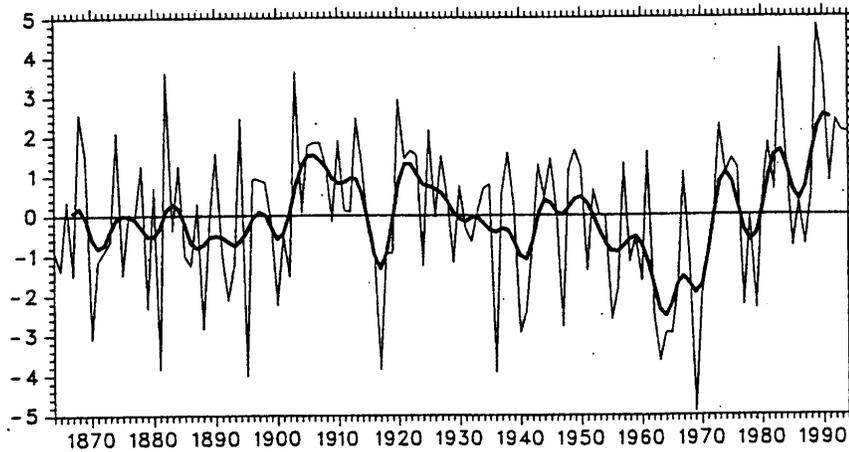


Abbildung 1.2: NAO-Index für die Wintermonate Dezember–März der Jahre 1864 bis 1994. Dargestellt ist die normierte Luftdruckdifferenz zwischen Lissabon (Portugal) und Stykkishólmur (Island). Aus Hurrell (1995).

Um ein dynamisches Verständnis der interdekadischen Variabilität des Ozeans zu gewinnen, ist es notwendig, die Ursachen des zu untersuchenden Phänomens möglichst genau zu kennen. Das kann mit einer Hierarchie von Modellen erreicht werden. Dabei werden unterschiedlich komplexe Modelle des Ozeans und der Atmosphäre verwendet, um einzelne physikalische Prozesse zu separieren. Im folgenden werden unterschiedlich komplexe Modelle vorgestellt, welche allerdings nur eine Auswahl aus einer Vielzahl von Modellen darstellen.

Greatbath und Zhang (1995) und Harlander (1996) betrachten nur die thermohaline Zirkulation des Ozeans, welche durch stationäre Oberflächenflüsse angetrieben wird. Es kommt dabei zu intern angeregten Schwingungen der thermohalinen Zirkulation mit Perioden von 40–50 Jahren. Diese Schwingungen werden verursacht durch eine Wechselwirkung zwischen der thermohalinen Zirkulation und des dadurch bedingten meridionalen Wärmetransportes durch die Oberflächenströmungen. Spall (1996) benutzt ein Modell, welches das windgetriebene und das thermohaline Regime simuliert. Durch Wechselwirkungen der beiden Regime kommt es zu intern angeregten Schwingungen mit Perioden von 10–30 Jahren. Auf weitere Modelle, welche vollständig thermohalin angetrieben sind oder einen thermohalin angetriebenen Anteil besitzen, wird in dieser Arbeit nicht eingegangen.

McCalpin und Haidvogel (1996) und Jiang *et al.* (1995) erhalten in einem einfachen windgetriebenen Modell intern angeregte interdekadische Schwingungen. Diese beiden Modelle werden im Verlauf dieser Arbeit in Hinblick auf das verwendete Modell und ihre Variabilität noch näher behandelt.

Extern angeregte interdekadische Variabilitäten in einem passiv an die Atmo-

sphäre gekoppelten Ozean können als Antwort des Systems auf atmosphärisches weißes Rauschen interpretiert werden. Diese Idee der stochastischen Klimamodellierung wurde von Hasselmann (1976) eingeführt. Dabei wird ausgenutzt, daß der Ozean und die Atmosphäre verschiedene Zeitskalen besitzen. Der gegenüber der Atmosphäre sehr viel trägere Ozean summiert die hochfrequenten atmosphärischen Störungen auf und reagiert mit einem roten Spektrum. Das Prinzip ist dem der Brownschen Bewegung äquivalent. Frankignoul und Müller (1979) verwenden dieses Konzept, um einen unendlich ausgedehnten quasigeostrophischen Ozean durch stochastischen Windschub anzutreiben. Dieser reagiert im baroklinen Anteil mit einem roten Spektrum. Frankignoul *et al.* (1997) verwenden später ein Modell, welches meridionale Randbedingungen berücksichtigt. Im Osten gibt es einen festen Rand, der als Quelle langer Rossby-Wellen dient. Im Westen wird eine Ausstrahlungsbedingung erfüllt. Die barokline Antwort auf den stochastischen Windschub ist wieder ein rotes Spektrum, dem aber ein Peak im interdekadischen Bereich überlagert ist. Dieser Peak liegt im Periodenbereich, welcher der Zeit entspricht, die eine lange Rossby-Welle benötigt, um das Becken zu durchqueren.

Die Untersuchung extern angeregter interdekadischer Variabilität in dem aktiv gekoppelten System Ozean-Atmosphäre beginnt vornehmlich mit Bjercknes (1964) für den Bereich des Nordatlantiks und mit Namias (1959, 1969) für den Bereich des Nordpazifiks. Es wird dabei folgender Mechanismus für das jeweilige Becken vorgeschlagen: Eine positive SST-Anomalie im Nordatlantik (-pazifik) schwächt den meridionalen Temperaturgradienten in der Atmosphäre und damit den Jet-Stream über dem entsprechenden Ozean. Der schwächere Wind wiederum verstärkt die SST-Anomalie. Das geschieht einerseits durch verminderten Wärmeverlust, andererseits durch verminderten Sverdrup-Transport südwärts. Die negative Rückkopplung erfolgt über den nun abgeschwächten subtropischen Wirbel, welcher über den westlichen Randstrom weniger Wärme nordwärts transportiert. Dadurch kommt es zu einer negativen SST-Anomalie, und der Kreislauf beginnt mit umgekehrten Vorzeichen. Das System Ozean-Atmosphäre kann also eine Schwingung ausführen. Vernachlässigt man bei der Abschätzung der zugehörigen Zeitskala den Wärmeverlust des Ozeans und die Wärmeadvktion der mittleren Strömungen, so wird diese durch die Zeit dominiert werden, welche eine lange barokline Rossby-Welle benötigt, um das entsprechende Becken von Osten nach Westen zu durchqueren. Das entspricht der Reaktion eines windgetriebenen Ozeans auf eine Änderung des Windschubes (Gill, 1982). Diese Vorstellung wird durch verschiedene Arbeiten bestätigt. Zum einen für ein komplexes gekoppeltes Modell durch Latif und Barnett (1994, 1996) und Grötzner *et al.* (1996), zum anderen durch ein stark vereinfachtes Modell durch Münnich *et al.* (1997). Es ergeben sich in dieser Theorie deshalb Perioden, welche der doppelten Durchquerungszeit einer langen baroklinen Rossby-Welle in dem betrachteten Becken entsprechen.

Den vereinfachten Modellen von Münnich *et al.* (1997), Frankignoul und

Müller (1979) und Frankignoul *et al.* (1997) ist gemeinsam, daß die Dynamik linearisiert ist und der Grundstrom vernachlässigt wird. Eine nichtlineare Wechselwirkung zwischen mittlerer und transienter Strömung ist damit a priori ausgeschlossen. Diese Wechselwirkung ist aber in der Lage, ein periodisches Verhalten auszulösen. Eine frühe Arbeit von Bryan (1963), welche einen barotropen Ozean angetrieben durch stationären Windschub behandelt, zeigt ein periodisches Verhalten der Strömung. Die Amplitude der Schwingung ist dabei von der Reynolds-Zahl abhängig. Diesem Verhalten wurde aber keine besondere Aufmerksamkeit zuteil, da diese Arbeit vornehmlich auf das stationäre nichtlineare Verhalten des westlichen Randstromes ausgerichtet ist. Veronis (1963) findet in einem einfachen Spektralmodell eines barotropen windgetriebenen Ozeans periodische Lösungen bei stationärem Windschub. Neuere Arbeiten mit ähnlich einfachen Modellen deuten darauf hin, daß Instabilitäten einen periodischen Charakter aufweisen können. Jiang *et al.* (1995) benutzen ein Reduced-Gravity-Modell mit einem Double-Gyre-Antrieb und erhalten mit diesem, abhängig von der Amplitude des Windschubes und der Reynolds-Zahl, periodische Lösungen mit Perioden von ungefähr 3 Jahren. McCalpin und Haidvogel (1996) benutzen ein vergleichbares Modell, allerdings mit einem asymmetrischen Double-Gyre-Antrieb, und erhalten niederfrequente Lösungen, ohne diesen allerdings eine Periode zuzuordnen.

Interdekadische Variabilität kann also in einer Vielzahl von unterschiedlich komplexen Modellen beobachtet werden. Diese Arbeit versucht, im Rahmen einer Hierarchie von Modellen, einen weiteren Beitrag zum Verständnis der Wechselwirkung zwischen Ozean und Atmosphäre, insbesondere im interdekadischen Periodenbereich, zu leisten. In der vorliegenden Arbeit wird das Prinzip der Klimamodellierung durch vereinfachte Modelle verfolgt. Konzeptionell wird der Schwerpunkt auf die stochastische Modellierung und die nichtlinear angeregte Variabilität gelegt. Diese beiden Konzepte werden auf einen windgetriebenen Ozean angewendet. In Hinblick auf einen möglichst einfachen Ozean und dem Vergleich mit anderen Arbeiten (Jiang *et al.*, 1995; McCalpin und Haidvogel, 1996) wird ein Reduced-Gravity-Modell verwendet, das zur Simulation des Nordatlantiks und des Nordpazifiks benutzt wird. Der Antrieb erfolgt über ein realistisches mittleres Windfeld ohne Jahresgang, welches die subtropischen und subpolaren Wirbel antreibt. Dem überlagert ist ein stochastischer Antrieb, welcher räumlich inhomogen ist, um die atmosphärische Variabilität zu modellieren. Um den Einfluß des Grundstromes zu untersuchen, werden Experimente mit und ohne Grundstrom durchgeführt. Desweiteren werden Simulationen des Atlantiks und des Pazifiks verglichen, um den Einfluß der unterschiedlichen Windschubfelder und der Beckengeometrie zu verifizieren.

Der grundsätzliche Unterschied zu den Arbeiten von McCalpin und Haidvogel (1996) und Jiang *et al.* (1995), welche ein Rechteckbecken und einen stationären Antrieb benutzen, ist die realistischere Behandlung der Berandung und der Atmosphäre. Das geschieht in Hinblick auf eine später geplante aktive Kopplung mit einem vereinfachten atmosphärischen Zirkulationsmodell. Ein weiterer Unterschied

zu den erwähnten Arbeiten ist, daß in dieser Untersuchung kein hochauflösendes Modell verwendet wird. Es kann also analysiert werden, inwieweit auch ein grob aufgelöstes Ozeanmodell interdekadische Variabilität darstellen kann. Dieser Punkt ist in Hinblick auf die Interpretation der Ergebnisse von komplexen gekoppelten Ozean-Atmosphäre-Modellen wichtig. In solchen Modellen wird für lange Integrationen zur Zeit immer eine sehr grobe Auflösung verwendet. Es ist demnach von Bedeutung, auch das variable Verhalten eines schwach aufgelösten Ozeans zu studieren.

Die Arbeit ist folgendermaßen strukturiert. In Kapitel 2 erfolgt zunächst eine Beschreibung des verwendeten Modelles. Diese behandelt einerseits das vereinfachte Ozeanmodell einschließlich der zur Lösung der Differentialgleichungen gewählten numerischen Verfahren. Andererseits wird der atmosphärische Antrieb des Ozeans vorgestellt. In Kapitel 3 wird die Energetik des Modelles behandelt. Das geschieht relativ umfangreich in einem separaten Kapitel, da verschiedene Energiegleichungen zur Analyse und Theoriebildung verwendet werden. Kapitel 4 befaßt sich mit der Phänomenologie und der Interpretation der Simulationsergebnisse, was in zwei unterschiedlichen Abschnitten des Kapitels durchgeführt wird. In dem interpretativen Abschnitt wird eine Hypothese zur interdekadischen Variabilität des Ozeans aufgestellt. In dem Kapitel 5 werden die Ergebnisse der vorangehenden Kapitel zusammengefaßt und diskutiert, um abschließend den Blick auf zukünftige Entwicklungen zu lenken.

Kapitel 2

Modell

Wie in Kapitel 1 erläutert, läßt sich der Ozean vertikal näherungsweise in zwei Schichten unterteilen: eine warme, relativ dünne Schicht oberhalb der Thermokline und eine kalte, mächtige Schicht darunter. Es liegt daher nahe, den Ozean durch zwei Schichten leicht unterschiedlicher Dichte zu modellieren. Die Thermokline wird dabei durch die Grenzschicht dargestellt. In diesem Kapitel wird das windgetriebene Zwei-Schichten-Modell vorgestellt und weiter zum Reduced-Gravity-Modell vereinfacht. Desweiteren wird die Numerik und der atmosphärische Antrieb des Modelles behandelt.

Im folgenden werden die Flachwassergleichungen als bekannt vorausgesetzt. Sie werden in jedem gängigen Lehrbuch der dynamischen Ozeanographie und Meteorologie hergeleitet. Hier sei auf die Bücher von Pedlosky (1987), Gill (1982) und Krauss (1973) hingewiesen.

2.1 Reduced-Gravity-Modell

Zur Herleitung des Reduced-Gravity-Modelles ist es erforderlich, zuerst das Zwei-Schichten-Modell einzuführen. Dazu werden zwei Flachwasserschichten gekoppelt, wie bei Gill (1982) beschrieben. Der Impulseintrag erfolgt dabei nur über den Windschub. Der Index 1 ist der oberen Schicht und der Index 2 der unteren Schicht zugeordnet. \vec{u}_1 , \vec{u}_2 sind die horizontalen Geschwindigkeiten und ρ_1 , ρ_2 sind die Dichten der beiden Schichten. Es gilt dabei natürlich $\rho_2 > \rho_1$. H_1 , H_2 sind die Schichtmächtigkeiten und D ist der Abstand des Meeresbodens von der x - y -Ebene (Abbildung 2.1). $\vec{\tau}_W$ ist der Windschub, $\vec{\tau}_I$ ist die Schubspannung zwischen den Schichten und $\vec{\tau}_B$ ist die Bodenreibung. Die Terme $\vec{\mathcal{F}}_1$ und $\vec{\mathcal{F}}_2$ stellen den horizontalen Austausch dar, auf welchen im weiteren noch besonders eingegangen wird. f ist der Coriolis-Parameter und \vec{k} der Einheitsvektor in Richtung der z -Achse.

Das Zwei-Schichten-Modell lautet in kartesischen Koordinaten (x -Achse po-

Zwei-Schichten-Modell

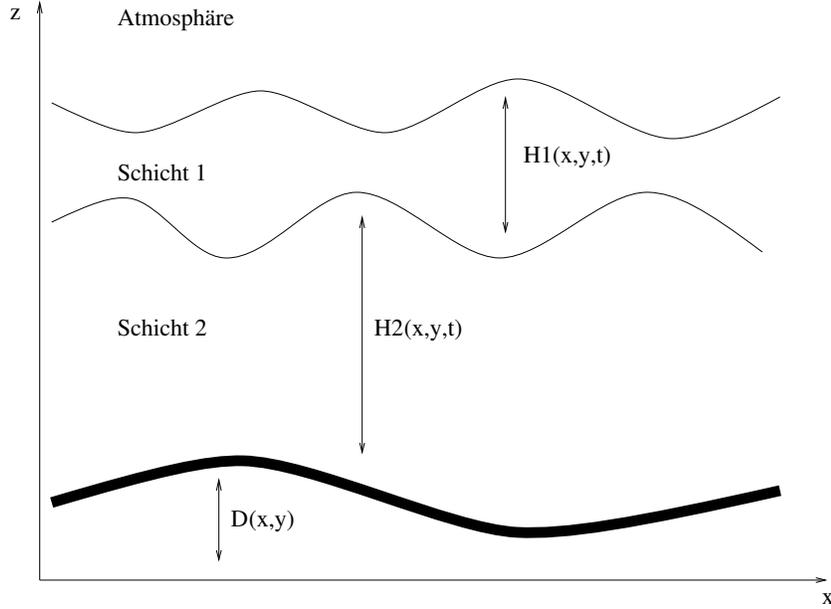


Abbildung 2.1: Geometrie des Zwei-Schichten-Modells

sitiv nach Osten, y -Achse positiv nach Norden und z -Achse positiv nach oben):

$$\frac{d\vec{u}_1}{dt} + f\vec{k} \times \vec{u}_1 = -g\nabla(H_1 + H_2 + D) + \frac{\vec{\tau}_W - \vec{\tau}_I}{\rho_1 H_1} + \vec{\mathcal{F}}_1 \quad (2.1)$$

$$\frac{d\vec{u}_2}{dt} + f\vec{k} \times \vec{u}_2 = -g\nabla(H_1 + H_2 + D) + g'\nabla H_1 + \frac{\vec{\tau}_I - \vec{\tau}_B}{\rho_2 H_2} + \vec{\mathcal{F}}_2 \quad (2.2)$$

$$\frac{dH_1}{dt} = -H_1 \nabla \cdot \vec{u}_1 \quad (2.3)$$

$$\frac{dH_2}{dt} = -H_2 \nabla \cdot \vec{u}_2 \quad (2.4)$$

Dabei wird die gängige Schreibweise für die substantielle Ableitung und die reduzierte Schwere verwendet:

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u_{1,2} \frac{\partial}{\partial x} + v_{1,2} \frac{\partial}{\partial y} \quad (2.5)$$

$$g' = g \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2} \quad (2.6)$$

Das Zwei-Schichten-Modell ist das einfachste vertikal auflösende Ozeanmodell. Es simuliert den barotropen und den ersten baroklinen Mode. Allgemein lässt sich

feststellen, daß ein N -Schichten-Modell immer N verschiedene Moden simulieren kann (Pedlosky, 1987).

Um das Reduced-Gravity-Modell zu erhalten, wird ausgenutzt, daß die untere Schicht sehr viel mächtiger angenommen wird, als die darüber liegende (Kowalik und Murty, 1993). Der Impuls- und Drehimpulseintrag in die untere Schicht geschieht zum einen durch Reibungseffekte an der Grenzfläche, zum anderen über die Auslenkung der Grenzfläche durch Wirbelröhrenstreckung und -stauchung. Der Eintrag von Impuls und Drehimpuls in die Tiefsee bewirkt aber aufgrund ihrer Mächtigkeit nur eine vernachlässigbar kleine Änderung der Geschwindigkeit. Es ist daher gerechtfertigt, die untere Schicht als unbewegt anzunehmen.

Setzt man also $H_2 \gg H_1$, $\vec{u}_2 = 0$ und nutzt weiterhin aus, daß $\rho_1 \approx \rho_2$, so folgt das Reduced-Gravity-Modell:

$$\frac{d\vec{u}_1}{dt} + f\vec{k} \times \vec{u}_1 = -g'\nabla H_1 + \frac{\vec{\tau}_W - \vec{\tau}_I}{\rho_1 H_1} + \vec{\mathcal{F}}_1 \quad (2.7)$$

$$\frac{dH_1}{dt} = -H_1 \nabla \cdot \vec{u}_1 \quad (2.8)$$

Durch diese Gleichungen wird nur der erste barokline Mode des Ozeans simuliert, welcher als der dominierende angenommen wird. Der barotrope Mode wird durch die Bedingung einer ruhenden unteren Schicht eliminiert.

Das Reduced-Gravity-Modell wird in der Ozeanographie sehr oft angewendet, da es analytisch und numerisch relativ einfach zu behandeln ist, aber dennoch die Dynamik der windgetriebenen Zirkulation recht gut beschreibt. Es muß allerdings noch einmal betont werden, daß das Modell nur in der Lage ist, den ersten baroklinen Mode zu simulieren. Es ist demnach z.B. nicht für eine realitätsnahe Modellierung in hohen Breiten einsetzbar, da dort die Dynamik durch Barotropie gekennzeichnet ist. Als Beispiele seien hier nur der Zirkumpolarstrom und die Grönlandsee genannt.

2.2 Grenzschichtreibung und horizontaler Austausch

Die Grenzschichtreibung wird äquivalent der Bodenreibung mit dem üblichen quadratischen Ansatz in der Geschwindigkeit parametrisiert (Kowalik und Murty, 1993; Krauss, 1973):

$$\vec{\tau}_I = \rho_1 r \vec{u}_1 |\vec{u}_1| \quad (2.9)$$

r ist dabei ein dimensionsloser Reibungskoeffizient, welcher als konstant angenommen wird. Es sei erwähnt, daß in einigen Arbeiten, z.B. bei Jiang *et al.* (1995), eine linearisierte Form der Grenzschichtreibung verwendet wird. Dabei wird $\rho_1 r |\vec{u}_1| = R$ als Konstante behandelt:

$$\vec{\tau}_I = R \vec{u}_1 \quad (2.10)$$

Der horizontale Austausch wird in dem Modell durch den biharmonischen Operator parametrisiert, wobei A_4 eine Konstante ist:

$$\vec{\mathcal{F}}_1 = -A_4 \nabla^4 \vec{u}_1 \quad (2.11)$$

In der Herleitung der großskaligen Bewegungsgleichungen wird meist angenommen, daß die turbulenten Impulsflüsse in ihrer Physik vergleichbar mit den molekularen Impulsflüssen sind: Die durch Turbulenz verursachten Schubspannungen bestimmen sich linear aus den räumlichen Ableitungen der großskaligen Geschwindigkeiten. Es muß nur ein sehr viel größerer Austauschkoefizient verwendet werden. Dieser Schließungsansatz erzeugt für die großskaligen Bewegungsgleichungen die Laplacesche Reibung (Pedlosky, 1987):

$$\vec{\mathcal{F}}_1 = A_H \nabla^2 \vec{u}_1 \quad (2.12)$$

Da der Vorgang der Turbulenz noch nicht zufriedenstellend verstanden ist, ist es a priori nicht erkennbar, warum turbulente und molekulare Impulsflüsse nach ähnlichen physikalischen Prinzipien ablaufen sollten. Die Parametrisierung dissipativer Prozesse in der großskaligen ozeanischen und atmosphärischen Zirkulation kann deshalb zu einem großen Teil als willkürlich gewählt betrachtet werden (Pedlosky, 1996). Diesem Vorgehen liegt die Vermutung zugrunde, daß die kleinskaligen turbulenten Phänomene keinen entscheidenden Einfluß auf die allgemeine Zirkulation haben.

Die Verwendung biharmonischer Reibung hat hauptsächlich numerische Gründe. Der Vorteil gegenüber der Laplaceschen Reibung ist, daß kleine Wellenlängen sehr viel stärker gedämpft werden als große (Holland, 1978; Kowalik und Murty, 1993). Der dissipative Effekt auf die großskalige Zirkulation kann so gering gehalten werden. Das Dämpfen der kürzesten, gerade noch aufgelösten Wellenlängen in einem numerischen Modell ist wichtig, da es durch nichtlineare Effekte in diesem Bereich zu einer unphysikalischen Akkumulation von Energie kommen kann (Messinger und Arakawa, 1976; Kowalik und Murty, 1993). Bei der Methode der finiten Differenzen wird diese Wellenlänge durch den Gitterabstand bestimmt, in spektralen Modellen durch die Anzahl der verwendeten Spektralkomponenten. Dieser nur durch die Diskretisierung im Gitterpunkts- oder Spektralraum auftretende Effekt (aliasing) kann durch die biharmonische Reibung gut kontrolliert werden.

2.3 Modellgebiet und Randbedingungen

Obwohl sich diese Arbeit vornehmlich mit der Dynamik des Nordatlantiks und des Nordpazifiks beschäftigt, wird ein nahezu globales Modellgebiet verwendet. Das geschieht in Hinblick auf eine später geplante aktive Kopplung mit einem vereinfachten atmosphärischen Zirkulationsmodell. Da das Reduced-Gravity-Modell

nicht in der Lage ist, barotrope Gebiete sinnvoll zu modellieren, werden die durch Barotropie beherrschten polaren Regionen weitestgehend ausgeschlossen. Das Modell umfaßt alle Längengrade, schließt aber hohe Breiten aus. Auf der Nordhalbkugel wird bis ungefähr 70°N , auf der Südhalbkugel bis ungefähr 40°S gerechnet. Diese Breitengrade approximieren sehr grob die Polarfronten in den entsprechenden Hemisphären. Da im Bereich dieser Fronten auch die Rotation des Windschubes im Jahresmittel ihren Nulldurchgang hat, scheint es aufgrund der Sverdrup-Theorie gerechtfertigt, den meridionalen Transport dort zu vernachlässigen. In dem verwendeten Modell werden deshalb die Polarfronten durch feste Ränder dargestellt. Man hat dadurch ein Modellgebiet mit fester Umrandung, umgeht also die Probleme, welche durch offene Ränder entstehen. Insbesondere auf der Südhalbkugel ist diese Wahl der Ränder eine mit Sicherheit zur Disposition stehende Entscheidung. Da in der vorliegenden Arbeit zum einen nur ein konzeptionelles Modell entwickelt wird, zum anderen nur die Nordhalbkugel von Interesse ist, wird die Wahl der Berandungen als nicht weiter problematisch angesehen.

Um das System von Differentialgleichungen (2.7) und (2.8) zu lösen, bedarf es noch der Angabe von Randbedingungen. Auf festen Rändern verschwindet natürlich die Geschwindigkeit normal zum Rand (No-Flux-Bedingung):

$$(\vec{u}_1 \cdot \vec{n})|_C = 0 \quad (2.13)$$

\vec{n} ist dabei der Einheitsvektor senkrecht zum Rand C .

Die Berücksichtigung horizontaler Reibung erfordert im Falle der Laplace'schen Reibung eine einzige weitere Randbedingung, welche im folgenden erläutert wird. Behandelt man den großskaligen horizontalen Austausch äquivalent zum molekularen Austausch, so muß die Geschwindigkeit tangential zum Rand verschwinden (No-Slip-Bedingung):

$$(\vec{u}_1 \cdot \vec{t})|_C = 0 \quad (2.14)$$

\vec{t} ist dabei der Einheitsvektor tangential zum Rand C . Es ist aber keineswegs klar, ob (2.14) eine korrekte Randbedingung im Falle der großskaligen Zirkulation ist. Die No-Slip-Bedingung gilt tatsächlich nur auf molekularer Ebene. Es ist deshalb mehr als fraglich, ob diese Bedingung auch auf einer sehr viel größeren Skala gilt. Man kann ebensogut annehmen, daß die randnahe Turbulenz als ein Puffer zwischen der Berandung und der großskaligen Strömung wirkt, die Zirkulation den Rand also gar nicht spürt. Diese Bedingung wird als Free-Slip-Bedingung bezeichnet:

$$(\vec{n} \cdot \nabla(\vec{u}_1 \cdot \vec{t}))|_C = 0 \quad (2.15)$$

Neben den erwähnten Bedingungen gibt es noch weitere, welche alle vernünftig begründet werden können (Pedlosky, 1996). Es ist a priori aber nicht festzustellen, welche der Randbedingungen angewendet werden soll. Eine mehr oder weniger

willkürliche Auswahl geschieht in der schon erwähnten Vermutung, daß die Wahl der Randbedingung keinen nennenswerten Einfluß auf die großskalige Zirkulation hat. Das diese Annahme im Bereich großer Reynolds-Zahlen trügerisch sein kann, zeigen Pedlosky (1996) und Haidvogel *et al.* (1992): Die Zirkulation kann stark von den verwendeten Randbedingungen abhängen. In der Praxis wird oft (2.14) oder (2.15) benutzt. Gängig ist auch eine Linearkombination aus (2.14) und (2.15), welche dann als Partial-Slip-Bedingung bezeichnet wird (Jiang *et al.*, 1995; Haidvogel *et al.*, 1992):

$$(\vec{u}_1 \cdot \vec{t} + \alpha \vec{n} \cdot \nabla(\vec{u}_1 \cdot \vec{t}))|_C = 0 \quad (2.16)$$

Der Parameter α [m] variiert dabei zwischen 0 (No-Slip) und ∞ (Free-Slip).

Neben der No-Flux-Bedingung wird in dieser Arbeit als erste weitere Randbedingung (2.16) verwendet. Der Parameter α wird dabei so gewählt, daß es in der diskreten Form von (2.16) zu einer Half-Slip-Bedingung kommt (Abschnitt 2.5). Diese Wahl ist in Hinsicht auf die Arbeit von Haidvogel *et al.* (1992) getroffen worden. Dort wird gemutmaß, daß die günstigste Wahl der Randbedingungen zwischen No-Slip und Free-Slip liegt.

Der biharmonische Reibungsansatz erfordert noch eine dritte Randbedingung. In quasigeostrophischen Modellen ist es üblich, den Energiefluß über den Rand zu unterbinden (Haidvogel *et al.*, 1992), obwohl auch diese Annahme nicht physikalisch begründet werden kann. Sie ist allerdings in der quasigeostrophischen Approximation leicht zu erfüllen. Die Verwendung der primitiven Gleichungen läßt diese Bedingung nicht ohne weiteres zu. In Hinblick auf die nicht verstandene Randwertproblematik wird in dieser Arbeit eine andere dritte Randbedingung benutzt. Diese wird im Zusammenhang mit der verwendeten Numerik erläutert (Abschnitt 2.5).

Daß an dieser Stelle relativ umfangreich auf die Problematik der Randbedingungen eingegangen wird, erscheint notwendig, um darauf hinzuweisen, daß dieses Problem in der Ozeanmodellierung bis heute nicht zufriedenstellend gelöst ist. Die Wahl der Randbedingungen kann einen entscheidenden Einfluß auf die Zirkulation ausüben. Etwas versöhnlicher zeigt sich das Problem bei dem in dieser Arbeit verwendeten Modell. Die Wahl der Randbedingungen übt erst bei sehr großen Reynolds-Zahlen einen Einfluß auf die Strömung aus. Da vorliegend ein grob auflösendes Modell Verwendung findet, stellt sich das erläuterte Problem nicht in seiner ausgeprägtesten Form. Grob auflösende Modelle sind immer in einem Bereich sehr niedriger Reynolds-Zahlen angesiedelt, so daß die Wahl der Randbedingungen eine eher untergeordnete Rolle spielt.

2.4 Das Modell in Transportform auf der Kugel

Aufgrund des verwendeten Modellgebietes müssen (2.7), (2.8) und (2.11) in Kugelkoordinaten transformiert werden. Bevor das geschieht, werden die Gleichun-

gen noch in eine andere Form gebracht. Dazu definiert man die Transporte $U = uH$ und $V = vH$, welche nun neben der Schichtdicke H die prognostischen Variablen sind (die schichtweise Indizierung der prognostischen Variablen wird ab nun weggelassen). Die Transportform der Gleichungen hat einige numerische Vorteile bezüglich der nichtlinearen Terme (Vreugdenhil, 1990; Kowalik und Murty, 1993). Führt man weiterhin die Breite θ , die Länge ϕ und den Erdradius R ein, so schreiben sich die Reduced-Gravity-Gleichungen in geographischen Kugelkoordinaten unter Vernachlässigung einiger Terme in folgender Weise (die Transformation ist in vielen Lehrbüchern beschrieben, z.B. bei Krauss (1973) und Kowalik und Murty (1993)):

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{1}{R \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\frac{U^2}{H} \right) + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{UV}{H} \right) - (2\Omega \sin \theta) V \\ = \frac{-g'}{2R \cos \theta} \frac{\partial H^2}{\partial \phi} + \frac{\tau_W^\phi - \tau_I^\phi}{\rho_1} - A_4 \Delta^2 U \end{aligned} \quad (2.17)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial t} + \frac{1}{R \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\frac{UV}{H} \right) + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{V^2}{H} \right) + (2\Omega \sin \theta) U \\ = \frac{-g'}{2R} \frac{\partial H^2}{\partial \theta} + \frac{\tau_W^\theta - \tau_I^\theta}{\rho_1} - A_4 \Delta^2 V \end{aligned} \quad (2.18)$$

$$\frac{\partial H}{\partial t} + \frac{1}{R \cos \theta} \left(\frac{\partial U}{\partial \phi} + \frac{\partial}{\partial \theta} (V \cos \theta) \right) = 0 \quad (2.19)$$

Mit dem Operator

$$\Delta = \frac{1}{R^2 \cos^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + \frac{1}{R^2 \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\cos \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) \quad (2.20)$$

und der Winkelgeschwindigkeit der Erde Ω . Diese Gleichungen entsprechen denen von Luther und O'Brien (1985) und Meyers *et al.* (1996). Der einzige Unterschied besteht in der Parametrisierung des horizontalen Austausches. Die soeben zitierten Autoren verwenden den Laplaceschen Reibungsansatz.

2.5 Numerik und Parameter

In diesem Abschnitt wird unter anderem das verwendete numerische Verfahren kurz vorgestellt. Die grundsätzlichen Prinzipien der numerischen Behandlung von partiellen Differentialgleichungen werden als bekannt vorausgesetzt. Es sei hier nur auf einige Veröffentlichungen hingewiesen, welche besonders auf die Probleme der geophysikalischen Hydrodynamik eingehen: Messinger und Arakawa (1976), Vreugdenhil (1990), Haltiner (1971), Kowalik und Murty (1993). Das numerische

Integrationsverfahren in dieser Arbeit entspricht weitestgehend den Verfahren in Luther und O'Brien (1985) und Luther (1986).

Zur numerischen Integration werden die Gleichungen (2.17), (2.18) und (2.19) verwendet. Für die räumliche Diskretisierung wird ein Arakawa-C-Gitter benutzt (Abbildung 2.2). Die H -Punkte liegen auf den in einigen Atmosphärenmodellen üblichen Längen- und Breitengraden der spektralen Auflösung T42 (DKRZ-Modellbetreuungsgruppe, 1992). Die zonale Auflösung ist dabei 2.8125° . Die meridionalen Gitterweiten sind leicht variabel (Gaußsche Breiten), entsprechen aber ungefähr denen der zonalen Auflösung. Der gesamte Globus ist demnach mit 128×64 Gitterboxen überzogen. Die räumlichen partiellen Ableitungen der Differentialgleichungen werden durch finite Differenzen zweiter Ordnung ersetzt (zentrale Differenzen). Zur Berechnung der advektiven Terme müssen die prognostischen Variablen H , U und V erst räumlich gemittelt werden, bevor die Ableitungen approximiert werden können. In diesem Mittelungsprozeß liegt der numerische Vorteil der Transportform. Diese Operation hilft, das Anwachsen von nichtlinearen Instabilitäten zu unterdrücken.

Der Verlauf der Berandung ist in Abbildung 2.2 zu sehen. Der meridionale Rand durchläuft die U -Punkte, der zonale die V -Punkte. Diese werden alle zu null gesetzt, was der No-Flux-Bedingung entspricht. Alle Transportpunkte außerhalb des Randes werden ebenfalls zu null gesetzt. Dadurch ist die Normalenableitung der tangentialen Transporte auf der Berandung vorgegeben. Das entspricht einer Half-Slip-Bedingung: Der Wert auf dem Rand ist halb so groß wie der nächste im Inneren des Rechengebiets liegende tangentialer Transport. Dem Parameter α in der diskretisierten Gleichung (2.16) wird dabei immer der Wert der halben lokalen Gitterweite normal zur Berandung zugewiesen. Die dritte notwendige Randbedingung wird nun in folgender Weise vorgegeben: Der biharmonische Operator wird durch zweimalige Anwendung des Laplaceschen Operators berechnet. Die erste Anwendung erfolgt auch auf und außerhalb der Berandung, sofern auf Transportpunkte, die ungleich null sind, zugegriffen werden kann. Das so berechnete Feld ist auch auf und außerhalb der Berandung definiert. Diese Feldelemente werden durch die nochmalige Anwendung des Laplaceschen Operators zur Auswertung der Impulsgleichungen verwendet, wobei nur Transporte im Inneren des Modellgebietes berechnet werden. Durch diese Vorgehensweise wird die zweite Normalenableitung der Transporte auf dem Rand vorgegeben. Es wird also keine explizit formulierte dritte Randbedingung benutzt, wie es im quasigeostrophischen Fall getan wird. Die primitiven Gleichungen lassen die Bedingung des verschwindenden Energieflusses über den Rand nicht ohne weiteres zu. In Hinblick auf die erwähnte Problematik der korrekten Randbedingungen scheint dieser pragmatische Ansatz vertretbar zu sein. Mit ihm werden vernünftige Resultate erzielt.

Zur zeitlichen Integration des Modelles wird das Leap-Frog-Verfahren benutzt. Dieses wird durch einen Filter ergänzt, welcher den Computational-Mode der Leap-Frog-Integration gut dämpfen kann. Der verwendete Filter ist zusätzlich in der Lage, hochfrequente Störungen zu eliminieren. Näheres ist Robert (1966) und

$$RI_\theta = -\frac{rV|\vec{U}|}{H^2} \quad (2.26)$$

werden aus Stabilitätsgründen implizit behandelt (Kowalik und Murty, 1993):

$$RI_\phi = -\frac{rU^{n+1}|\vec{U}^n|}{H^{n2}} \equiv U^{n+1}\mathcal{R}\mathcal{I}_\phi \quad (2.27)$$

$$RI_\theta = -\frac{rV^{n+1}|\vec{U}^n|}{H^{n2}} \equiv V^{n+1}\mathcal{R}\mathcal{I}_\theta \quad (2.28)$$

Die vollständige Diskretisierung der Impulsgleichungen ergibt:

$$U^{n+1} = \frac{\overline{U^{n-1}} + 2\Delta t(D_\phi^n + RH_\phi^{n-1} + RW_\phi^n - AH_\phi^n + fV^n)}{1 - \mathcal{R}\mathcal{I}_\phi 2\Delta t} \quad (2.29)$$

$$V^{n+1} = \frac{\overline{V^{n-1}} + 2\Delta t(D_\theta^n + RH_\theta^{n-1} + RW_\theta^n - AH_\theta^n - fU^n)}{1 - \mathcal{R}\mathcal{I}_\theta 2\Delta t} \quad (2.30)$$

Da das Leap-Frog-Verfahren gegenüber dem Diffusionsterm instabil ist, wird dieser zum Zeitpunkt $(n-1)$ ausgewertet (Kowalik und Murty, 1993). Die Diffusion wird damit zeitlich vorwärts diskretisiert, was unter der später erwähnten Bedingung (2.33) stabil ist.

Für die Kontinuitätsgleichung folgt bei impliziter Behandlung:

$$H^{n+1} = \overline{H^{n-1}} - 2\Delta t DIV^{n+1} \quad (2.31)$$

Damit ergeben die Gleichungen (2.29), (2.30) und (2.31) ein leicht lösbares System. Die Transporte werden zu jedem Zeitpunkt explizit bestimmt. Aus diesen berechnet man anschließend die neuen Schichtdicken.

Die in dieser Arbeit verwendeten Parameter des Modelles sind in der Tabelle 2.1 zusammengefaßt. Die Reibungskoeffizienten werden möglichst klein gewählt, was empirisch durch numerische Experimente geschieht. Der Grenzschichtreibungskoeffizient r wird in diesem Modell in der Größenordnung der äquivalenten Bodenreibung angesetzt (Kowalik und Murty, 1993). In Modellen mit Laplacescher Reibung wird dieser üblicherweise mit $3 \cdot 10^{-3}$ angenommen. In Experimenten mit dem linearisierten Reduced-Gravity-Modell und Laplacescher Reibung kann dieser Wert des Grenzschichtreibungskoeffizienten übernommen werden, wobei vernünftige Transporte und Geschwindigkeiten erzielt werden. Der Laplacesche Reibungskoeffizient A_H wird dabei mit $10^6 \text{ m}^2/\text{s}$ angesetzt, was in grob auflösenden Modellen ein gängiger Wert ist. Bei dem Übergang zu den vollständigen, also nichtlinearen Gleichungen mit dem biharmonischen Reibungsansatz wird der Grenzschichtreibungskoeffizient etwas größer gewählt, um das Modell auf vernünftige Transporte und Geschwindigkeiten zu kalibrieren. Die ungestörte Schichtdicke H_0 ist mit 500 m vergleichbar zu den Arbeiten von McCalpin und Haidvogel (1996) und Jiang *et al.* (1995) (500 m bzw. 600 m). Der

Ungestörte Schichtdicke	$H_0 = 500 \text{ m}$
Grenzschichtreibung	$r = 9 \cdot 10^{-3}$
Biharmonische Reibung	$A_4 = 6 \cdot 10^{14} \text{ m}^4/\text{s}$
Dichte der oberen Schicht	$\rho_1 = 1027 \text{ kg/m}^3$
Dichte der unteren Schicht	$\rho_2 = 1030 \text{ kg/m}^3$
Reduzierte Schwere	$g' = 0.029 \text{ m/s}^2$
Robert-Asselin-Filter	$\nu = 0.1$
Zeitschritt	$\Delta t = 0.5 \text{ h}$
Gitter Auflösung	$\Delta\phi = 2.8125^\circ$
	$\Delta\theta \approx 2.8125^\circ$

Tabelle 2.1: Modellparameter

Parameter ν des Robert-Asselin-Filters ist mit 0.1 im gängigen Bereich angesiedelt (Asselin, 1972; Robert, 1966). Zur numerischen Stabilität des verwendeten Verfahrens muß erwähnt werden, daß keine exakte Aussage darüber möglich ist. Das liegt an der Nichtlinearität des zu lösenden Systems. Zur Abschätzung werden die entsprechenden Bedingungen der eindimensionalen Wellengleichung mit konstanter Phasengeschwindigkeit $c = \sqrt{g'H_0}$ und der eindimensionalen biharmonischen Diffusionsgleichung verwendet (Haltiner, 1971; Messinger und Arakawa, 1976; Kowalik und Murty, 1993):

$$\sqrt{g'H_0} \frac{\Delta t}{\Delta x_{min}} \leq 1 \quad (2.32)$$

$$\frac{8A_4(2\Delta t)}{\Delta x_{min}^4} \leq 1 \quad (2.33)$$

In der Bedingung bezüglich der Diffusion beachte man, daß für diesen Anteil der ausschlaggebende Zeitschritt $2\Delta t$ ist, da die Diffusion zeitlich vorwärts diskretisiert wird. Ausgehend von diesen Abschätzungen wird der verwendete Zeitschritt empirisch nach unten korrigiert, um stabile Lösungen zu erhalten.

2.6 Atmosphärischer Antrieb

Der verwendete Windschub besteht aus einem stationären und einem stochastischen Anteil. Der stationäre Anteil dient dazu, den mittleren atmosphärischen Zustand zu modellieren. Dieser mittlere Windschub treibt die großskaligen ozeanischen Wirbel an, wie die klassischen Theorien der windgetriebenen Ozeanzirkulation zeigen (Sverdrup, 1947; Stommel, 1948; Munk, 1950). Durch diese Vorgehensweise wird allerdings eine wichtige Eigenschaft der Atmosphäre nicht wiedergegeben, nämlich die der auf kleinen Zeitskalen ablaufenden Variabilität. Diese Vorgänge mit Zeitskalen von wenigen Stunden bis zu einigen Tagen prägen

das, was in der Meteorologie üblicherweise als Wetter bezeichnet wird. Durch einen Mittelungsvorgang werden diese hochfrequenten Variabilitäten herausgefiltert. Der Antrieb der allgemeinen windgetriebenen Zirkulation des Ozeans durch mittlere Windfelder auf monatlicher oder jährlicher Basis vernachlässigt demnach eine fundamentale Eigenschaft der Atmosphäre. Dieses Problem läßt sich sehr viel allgemeiner formulieren: Wie reagiert ein träges, niederfrequentes dynamisches System auf einen relativ hochfrequenten Antrieb? Im allgemeinen Bezug der Klimamodellierung wurde dieses Problem erstmalig von Hasselmann (1976) aufgegriffen. In dem gekoppelten System Atmosphäre-Hydrosphäre-Kryosphäre-Litosphäre-Biosphäre wird der hochfrequente Anteil hauptsächlich durch das Wetter der Atmosphäre bestimmt. Die restlichen Komponenten des Klimas reagieren dagegen sehr langsam. Sie bilden den niederfrequenten Anteil des Systems. Hasselmann (1976) schlägt vor, den hochfrequenten Anteil des atmosphärischen Antriebes durch weißes Rauschen zu parametrisieren. Dieser Ansatz hat sich in vielen Modellen als sehr effektiv erwiesen. Er ist insbesondere in der Lage, das beobachtete rote Spektrum ozeanischer Zustandsgrößen anzuregen (Frankignoul und Hasselmann, 1977; Frankignoul und Müller, 1979; Frankignoul *et al.*, 1997; Wunsch, 1992). In Hinblick auf die ozeanische Variabilität ist es also sinnvoll, den Windschub durch einen mittleren und einen additiven stochastischen Anteil darzustellen:

$$\vec{\tau}_W = \overline{\vec{\tau}_W} + \vec{\tau}'_W \quad (2.34)$$

Für den mittleren Anteil $\overline{\vec{\tau}_W}$ wird in der vorliegenden Arbeit der Windschub von Hellerman und Rosenstein (HR) benutzt (Hellerman und Rosenstein, 1983), welcher allerdings nicht als Monats-, sondern als Jahresmittel verwendet wird. Ein Jahresgang wird in dieser Arbeit also nicht berücksichtigt. Die in 2^o Auflösung vorliegenden HR-Daten werden bilinear auf die erforderlichen Koordinaten interpoliert. Der Betrag des HR-Windschubes in dem verwendeten Modellgebiet ist in Abbildung 2.3 zu betrachten. Die für den Sverdrup-Transport verantwortliche Rotation des Windschubes ist in Abbildung 2.4 zu sehen.

Der stochastische Anteil $\vec{\tau}'_W$ wird nun folgendermaßen dargestellt:

$$\tau_W^{\phi'} = |\overline{\vec{\tau}_W}| \sin \theta |\eta(t)| \quad (2.35)$$

$$\tau_W^{\theta'} = |\overline{\vec{\tau}_W}| \cos \theta |\eta(t)| \quad (2.36)$$

$\eta(t)$ ist dabei weißes Rauschen (Mittelwert=0, Standardabweichung= σ), welches für jede Komponente unabhängig von der jeweils anderen ist. Die Varianz σ^2 ist für beide Komponenten identisch. In dieser Parametrisierung werden folgende vereinfachende Annahmen gemacht:

- Die hochfrequenten Komponenten des Windschubvektors sind nicht korreliert.

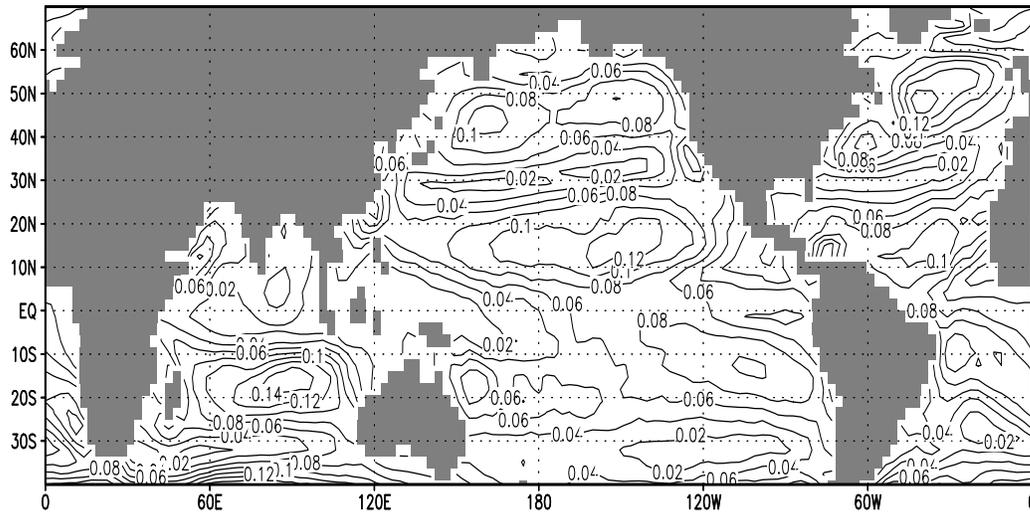


Abbildung 2.3: Betrag vom HR-Windschub (Jahresmittel) in N/m^2 . Isolinienabstand ist $0.02 N/m^2$.

- Die hochfrequente Variabilität des Windschubes ist proportional zum Betrag des mittleren Windschubes.
- Die hochfrequente Variabilität des Windschubes ist breitenabhängig: stark in hohen Breiten und schwach in niedrigen Breiten.

Einerseits wird durch diese Annahmen die starke Variabilität in den mittleren bis hohen Breiten parametrisiert, welche durch Instabilitäten in dem Bereich der Jet-Streams verursacht wird. Diese Zonen mit einem ausgeprägten Auftreten von synoptischen Wettersystemen bilden die Stormtracks der jeweiligen Hemisphäre, welche auf der Nordhalbkugel allerdings stärker ausgeprägt sind als auf der Südhalbkugel (Holton, 1992). Die Ursache dafür liegt in der asymmetrischen Land-See-Verteilung zwischen Nord- und Südhemisphäre. Andererseits werden die durch schwache Variabilität geprägten Passat-Winde in niedrigen Breiten, welche allerdings große Geschwindigkeiten besitzen, dargestellt.

Die Varianz σ^2 des weißen Rauschens wird in dieser Arbeit ausnahmslos so gewählt, daß die Varianz der Windschubanomalien in mittleren bis hohen Breiten ungefähr $0.1 N^2/m^4$ beträgt. Das entspricht einem σ^2 des weißen Rauschens von 33. In entsprechenden Breiten ergibt eine Abschätzung der zugehörigen Windgeschwindigkeiten eine höhere Bewertung der Variabilität in dem Modell gegenüber

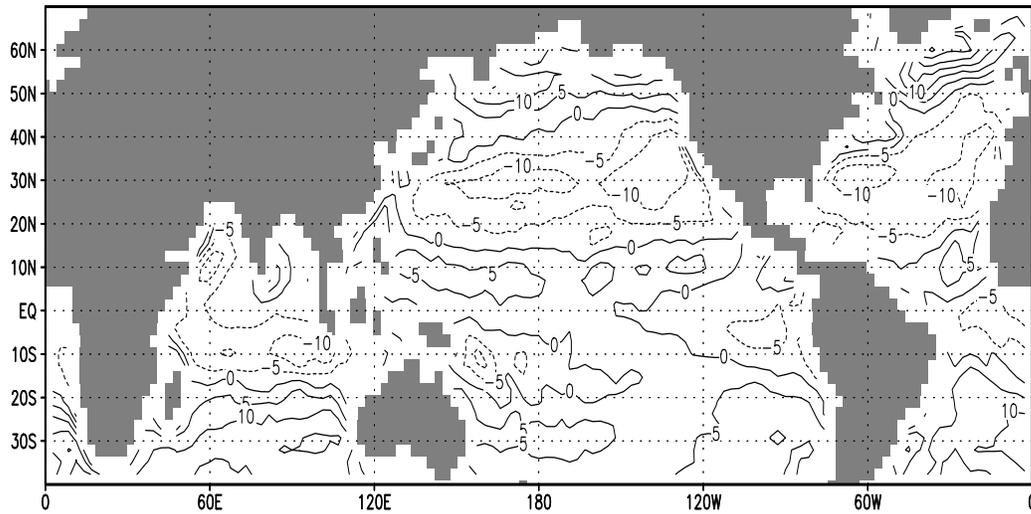


Abbildung 2.4: Rotation vom HR-Windschub (Jahresmittel) in $10^{-8} N/m^3$. Iso-
 linienabstand ist $5 \cdot 10^{-8} N/m^3$. Positive Isolinien sind durchgezogen, negative
 gestrichelt.

der Realität: Die Standardabweichung der Windgeschwindigkeiten ist im Ver-
 gleich zu gemessenen Werten ungefähr um den Faktor 2-3 größer (Wright, 1988).
 Der mittlere Betrag und die Varianz des Betrages der verwendeten Windschub-
 anomalie ist in der Abbildungen 2.5 zu sehen. Vergleicht man diese Resultate der
 stark vereinfachten Parametrisierung (2.35) und (2.36) mit realistischen Feldern
 (Wright, 1988)), so sieht man, daß die räumliche Struktur der atmosphärischen
 Variabilität ausreichend gut modelliert wird.

In der numerischen Integration wird das Windschubfeld einmal am Tag er-
 neuert.

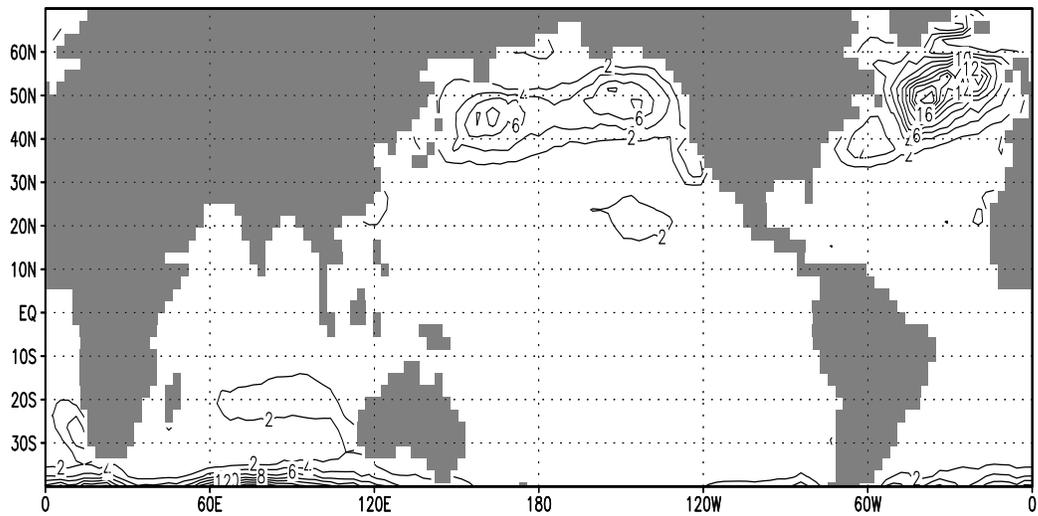
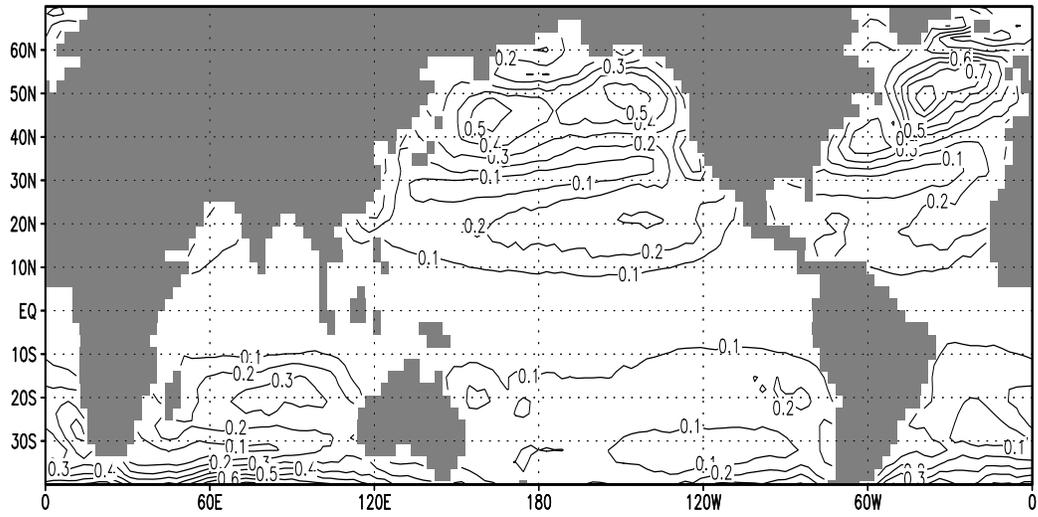


Abbildung 2.5: Oben: Mittlerer Betrag der Windschubanomalien in N/m^2 . Isolinienabstand ist $0.1 N/m^2$. Unten: Varianz des Betrages der Windschubanomalien in $10^{-2} N^2/m^4$. Isolinienabstand ist $2 \cdot 10^{-2} N^2/m^4$

Kapitel 3

Energetik

Um das zeitliche Verhalten des Ozeanmodelles zu studieren, ist es notwendig, neben den prognostischen auch abgeleitete Größen zur Analyse heranzuziehen. Üblicherweise wird primär die Energetik des Systems zu Diagnosezwecken verwendet. Einerseits stellen integrierte Energieinhalte spezieller Regionen sinnvolle skalare Größen zur Analyse des Systems dar. Andererseits ist die Kenntnis der Energieflüsse in dem System nützlich, um die physikalischen Prozesse, welche für eine spezielle Zirkulationserscheinung verantwortlich sind, zu identifizieren.

Die Analyse der Energetik des vollständigen Bewegungsfeldes gibt Auskunft über den Eintrag, die Flüsse und die Dissipation der Gesamtenergie. In Hinblick auf die zu untersuchende Variabilität des Systems ist es aber sinnvoll, die prognostischen Größen in einen mittleren und einen transienten Anteil aufzuteilen. Entsprechend dieser Aufteilung ergeben sich Energiegleichungen, welche den mittleren und den veränderlichen Anteil der Zirkulation beschreiben. Von besonderem Interesse ist dabei die Energetik der transienten Strömung, um die Variabilität der Zirkulation zu untersuchen.

Im folgenden wird ein Teil der Energetik des Modelles kurz vorgestellt. Zur Herleitung der Energiegleichungen werden die Impuls- und Kontinuitätsgleichung (2.7 und 2.8) lokal in kartesischen Koordinaten ausgedrückt: $dx = Rd\phi \cos\theta$ und $dy = Rd\theta$. Auch zur numerischen Auswertung wird diese Approximation verwendet, welche aber bei kleinen Rossby-Zahlen vernachlässigbar kleine Fehler verursacht (Pedlosky, 1987).

3.1 Allgemeine Energetik

Zur Herleitung der allgemeinen Energiegleichung, welche das gesamte Bewegungsfeld des Reduced-Gravity-Modelles beschreibt, wird die Schichtdicke H durch die ungestörte Schichtdicke H_0 und eine Anomalie h dargestellt:

$$H = H_0 + h \tag{3.1}$$

Multipliziert man die Impulsgleichungen (2.7) mit $\vec{u}(H_0 + h)$, die Kontinuitätsgleichung (2.8) mit $g'h$ und kombiniert die Ergebnisse, so erhält man folgende Energiegleichung (Pedlosky, 1987; Kowalik und Murty, 1993):

$$\begin{aligned} \rho_1 \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} [H(u^2 + v^2) + g'h^2] + \nabla \cdot \{ \rho_1 H \vec{u} [(u^2 + v^2)/2 + g'h] \} \\ = \vec{u} \cdot (\vec{\tau}_W - \vec{\tau}_I) + H \rho_1 \vec{u} \cdot \vec{\mathcal{F}} \end{aligned} \quad (3.2)$$

Für die dissipativen Terme sind dabei die Parametrisierungen (2.9) und (2.11) einzusetzen. Mit der Gesamtenergie $E_{ges} = E_{kin} + E_{pot}$, wobei E_{kin} die kinetische und E_{pot} die potentielle Energie pro Flächeneinheit ist, dem Energieflußvektor \vec{S} und dem Quell- bzw. Senkenterm Q , läßt sich die Energiegleichung folgendermaßen schreiben:

$$\frac{\partial}{\partial t} E_{ges} + \nabla \cdot \vec{S} = Q \quad (3.3)$$

Lokal wird die zeitliche Entwicklung der Gesamtenergie durch die Divergenz des Energieflusses, dem Eintrag von Energie durch den Windschub und die Dissipation von Energie durch Reibungseffekte bestimmt. Integriert man die Gleichung (3.3) über ein geschlossenes Gebiet, so entfällt der Divergenzterm aufgrund der No-Flux-Bedingung (2.13). Die über das Gebiet integrierte Gesamtenergie verändert sich nur durch den Energieeintrag des Windschubes und der Energie-dissipation durch Reibung.

3.2 Mittlere und transiente Energetik

Wie in der Ozeanographie und der Meteorologie üblich, werden die zeitabhängigen Variablen in einen mittleren und einen transienten Anteil aufgeteilt (Peixoto und Oort, 1992): $\psi = \bar{\psi} + \psi'$. Der mittlere Anteil ist dabei $\bar{\psi}$, der transiente ist ψ' . Mittlere und fluktuierende Energieanteile pro Flächeneinheit sind dann folgendermaßen definiert, wobei für die Definition der kinetische Energie angenommen wird, daß $\bar{H} \gg H'$:

$$\overline{E_{kin}} = \frac{\rho_1 \bar{H}}{2} (\bar{u}^2 + \bar{v}^2) \quad (3.4)$$

$$\overline{E'_{kin}} = \frac{\rho_1 \bar{H}}{2} \overline{(u'^2 + v'^2)} \quad (3.5)$$

$$\overline{E_{pot}} = \frac{g' \rho_1 \bar{h}^2}{2} \quad (3.6)$$

$$\overline{E'_{pot}} = \frac{g' \rho_1 \bar{h}^2}{2} \quad (3.7)$$

Damit sind die Energieanteile in der üblichen Form definiert, wie z.B. bei Holland (1978) und McCalpin und Haidvogel (1996). Eine alternative Energiediagnostik, welche hier keine Verwendung findet, schlägt Røed (1997) vor. Es sei hier noch

erwähnt, daß der Mittelungsoperator in zweierlei Hinsicht interpretiert werden kann. Zum einen kann das Mittelungsintervall so lang sein, daß das System im statistischen Gleichgewicht angenommen wird. Die Zeitableitungen der gemittelten Größen verschwinden dann. Man erhält so einen stationären Energiezyklus, wie z.B. bei Holland (1978) beschrieben. Zum anderen kann der Mittelungsoperator über ein relativ kurzes Intervall angewendet werden. Die so gemittelte Größe ist dann nicht im statistischen Gleichgewicht, ist also weiterhin eine Funktion der Zeit. Dadurch wird dann das langperiodische Verhalten des Systems beschrieben, wie z.B. bei McCalpin und Haidvogel (1996).

Um die Variabilität der Zirkulation zu untersuchen, wird aus den Gleichungen (2.7), (2.8), (2.9) und (2.11) eine weitere Gleichung für die transiente kinetische Energie pro Masseneinheit hergeleitet. Diese kann dann einerseits zeitlich gemittelt werden, um eine Aussage über die mittleren Energieflüsse zu bekommen. Andererseits kann auch die zeitliche Entwicklung einzelner Terme betrachtet werden, um dadurch ein genaueres Bild der zugrunde liegenden Dynamik zu erhalten. An dieser Stelle sei darauf hingewiesen, daß nur die Bilanzgleichung einer einzigen Energieform betrachtet wird. Um die Energiebilanz zu schliessen, ist die Analyse der weiteren drei Energieformen notwendig: transiente potentielle, mittlere kinetische und mittlere potentielle Energie. Die dazugehörigen Gleichungen werden in dieser Arbeit allerdings nicht betrachtet. Das erscheint in Hinblick auf die Untersuchung der ozeanischen Variabilität nicht notwendig, da das Hauptinteresse in der Analyse des transienten Bewegungsfeldes besteht. Bezüglich des vollständigen Energiezyklus in vereinfachten windgetriebenen Ozeanmodellen sei auf Holland (1978) und Røed (1997) hingewiesen. Zur Herleitung der Gleichungen für die transiente kinetische Energie wird nun ausgenutzt, daß $\overline{H} \gg H'$. Außerdem wird in der quadratischen Grenzschichtreibung für den Betrag des Geschwindigkeitsvektors nur die mittlere Komponente berücksichtigt: $|\overline{u} + \overline{u}'| \approx |\overline{u}|$. Des weiteren sei angemerkt, daß mit $\overline{\tau}$ ab jetzt immer der Windschub gemeint ist. Die zeitliche Mittelung der Impulsgleichungen führt dann zu:

$$\overline{u} \frac{\partial \overline{u}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{u'^2}}{\partial x} + \overline{v} \frac{\partial \overline{u}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} - f\overline{v} = -g' \frac{\partial \overline{H}}{\partial x} + \frac{\overline{\tau_x}}{\rho_1 \overline{H}} - A_4 \nabla^4 \overline{u} - \frac{r\overline{u}}{\overline{H}} \sqrt{\overline{u^2} + \overline{v^2}} \quad (3.8)$$

$$\overline{u} \frac{\partial \overline{v}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial x} + \overline{v} \frac{\partial \overline{v}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{v'^2}}{\partial y} + f\overline{u} = -g' \frac{\partial \overline{H}}{\partial y} + \frac{\overline{\tau_y}}{\rho_1 \overline{H}} - A_4 \nabla^4 \overline{v} - \frac{r\overline{v}}{\overline{H}} \sqrt{\overline{u^2} + \overline{v^2}} \quad (3.9)$$

Dabei wird angenommen, daß das transiente Bewegungsfeld in guter Näherung quasigeostrophisch balanciert ist. Daß diese vereinfachende Annahme gerechtfertigt ist, ist in der später erläuterten Abbildung 4.9 erkennbar. Die vorliegenden Gleichungen werden nun von den ungemittelten Bewegungsgleichungen subtrahiert. Daraus ergeben sich die Bewegungsgleichungen der transienten Geschwindigkeiten:

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial u'}{\partial t} + (\bar{u} + u') \frac{\partial u'}{\partial x} + (\bar{v} + v') \frac{\partial u'}{\partial y} + u' \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + v' \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} - f v' \\
&= -g' \frac{\partial H'}{\partial x} + \frac{\tau'_x}{\rho_1 \bar{H}} - A_4 \nabla^4 u' - \frac{r u'}{\bar{H}} \sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2} + \frac{\partial \bar{u}'^2}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}' v'}{\partial y} \quad (3.10)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial v'}{\partial t} + (\bar{u} + u') \frac{\partial v'}{\partial x} + (\bar{v} + v') \frac{\partial v'}{\partial y} + u' \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + v' \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} + f u' \\
&= -g' \frac{\partial H'}{\partial y} + \frac{\tau'_y}{\rho_1 \bar{H}} - A_4 \nabla^4 v' - \frac{r v'}{\bar{H}} \sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2} + \frac{\partial \bar{u}' v'}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}'^2}{\partial y} \quad (3.11)
\end{aligned}$$

Als nächstes multipliziert man die Gleichungen (3.10) und (3.11) mit den entsprechenden fluktuierenden Geschwindigkeitskomponenten und addiert die so erhaltenen Gleichungen. Des weiteren definiert man die transiente kinetische Energie pro Masseneinheit:

$$EM'_{kin} = \frac{1}{2}(u'^2 + v'^2) = \frac{E'_{kin}}{\rho_1 \bar{H}} \quad (3.12)$$

Daraus folgt:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial EM'_{kin}}{\partial t} &= - \left(\bar{u} \frac{\partial EM'_{kin}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial EM'_{kin}}{\partial y} + u' \frac{\partial EM'_{kin}}{\partial x} + v' \frac{\partial EM'_{kin}}{\partial y} \right) \\
&- \left(u'^2 \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + u' v' \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} + u' v' \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} + v'^2 \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} \right) - g' \left(u' \frac{\partial H'}{\partial x} + v' \frac{\partial H'}{\partial y} \right) \\
&- A_4 (u' \nabla^4 u' + v' \nabla^4 v') + \frac{(u' \tau'_x + v' \tau'_y)}{\rho_1 \bar{H}} - \frac{r (u'^2 + v'^2)}{\bar{H}} \sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2} \\
&+ u' \left(\frac{\partial \bar{u}'^2}{\partial x} + \frac{\partial \bar{u}' v'}{\partial y} \right) + v' \left(\frac{\partial \bar{u}' v'}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}'^2}{\partial y} \right) \quad (3.13)
\end{aligned}$$

Durch zeitliche Mittelung erhält man dann eine diagnostische Gleichung für die mittlere transiente kinetische Energie pro Masseneinheit $\overline{EM'_{kin}}$, wobei durch vektorielle Schreibweise die Gleichung etwas kompakter wird:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \overline{EM'_{kin}}}{\partial t} &= -\bar{\vec{u}} \cdot \nabla \overline{EM'_{kin}} - \overline{\vec{u}' \cdot \nabla EM'_{kin}} - \mathbf{C} \cdot \mathbf{S} \\
&- g' \overline{\vec{u}' \cdot \nabla H'} - A_4 \overline{\vec{u}' \nabla^4 \vec{u}'} + \frac{\overline{\vec{u}' \tau'}}{\rho_1 \bar{H}} - \frac{r \overline{\vec{u}'^2}}{\bar{H}} |\bar{\vec{u}}| \\
&= 0 \quad (3.14)
\end{aligned}$$

Man beachte, daß die letzten beiden Terme der Gleichung (3.13) durch den Mittelungsprozeß eliminiert werden. $\mathbf{C} \cdot \mathbf{S}$ steht dabei für das Skalarprodukt des Geschwindigkeitskorrelationstensors \mathbf{C} und des Scherungstensors \mathbf{S} :

$$\mathbf{C} = \begin{pmatrix} \overline{u'^2} & \overline{u' v'} \\ \overline{u' v'} & \overline{v'^2} \end{pmatrix} \quad (3.15)$$

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} & \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \\ \frac{\partial \bar{v}}{\partial x} & \frac{\partial \bar{v}}{\partial y} \end{pmatrix} \quad (3.16)$$

Die ersten beiden Terme von (3.14) beschreiben die durch die mittlere bzw. fluktuierende Geschwindigkeit bewirkte Advektion der mittleren transienten kinetischen Energie. Der Term $\mathbf{C}..S$ stellt die Umwandlung von stationärer in variable kinetische Energie dar. $g' \overline{\mathbf{u}' \cdot \nabla H'}$ ist die Umwandlung von transienter kinetischer in transiente potentielle Energie. Dieser Umwandlungsterm stellt den Prozeß des Geostrophic-Adjustments dar. An dieser Stelle muß erwähnt werden, daß dieser Term nicht quasigeostrophisch approximiert werden kann. Der durch diesen Term dargestellte Energiefluß ist in einem Modell, welches auf den primitiven Gleichungen basiert, nicht zu vereinfachen. Der Fluß von transienter kinetischer in transiente potentielle Energie ist essentiell, um den Eintrag von kinetischer Energie durch den Windschub zu einem großen Teil in potentielle Energie umzuwandeln. Die restlichen Terme beinhalten die Effekte des stochastischen Windschubes und der Dissipation. Da angenommen wird, daß der Ozean im statistischen Gleichgewicht ist, müssen sich die Terme zu null addieren. Die advektiven Terme können aber weiter quasigeostrophisch approximiert werden. Die Gleichung (3.14) vereinfacht sich dann weiter zu:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{EM'_{kin}}}{\partial t} &= -\nabla \cdot \left(\overline{\mathbf{u} EM'_{kin}} + \overline{\mathbf{u}' EM'_{kin}} \right) - \mathbf{C}..S \\ &\quad - g' \overline{\mathbf{u}' \cdot \nabla H'} - A_4 \overline{\mathbf{u}' \nabla^4 \mathbf{u}'} + \frac{\overline{\mathbf{u}' \tau'}}{\rho_1 \overline{H}} - \frac{r \overline{\mathbf{u}'^2}}{\overline{H}} |\overline{\mathbf{u}}| \\ &= 0 \end{aligned} \quad (3.17)$$

Wird die Gleichung (3.17) über ein geschlossenes Gebiet integriert, so entfallen die Divergenzterme aufgrund der Randbedingung (2.13). Global wird die Größe $\overline{EM'_{kin}}$ in guter Näherung nur durch den Energieaustausch zwischen stationärer und transienter kinetischer Energie, den Austausch zwischen transienter kinetischer und transienter potentieller Energie, den stochastischen Windschub und dissipative Effekte beeinflußt.

Des weiteren ist es sinnvoll, auch die zeitliche Entwicklung der einzelnen Umwandlungsterme, also Gleichung (3.13), zu betrachten. Von besonderem Interesse ist dabei der Term, welcher in der zeitlich gemittelten Gleichung der transienten kinetischen Energie nicht auftritt:

$$u' \left(\frac{\partial \overline{u'^2}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial y} \right) + v' \left(\frac{\partial \overline{u'v'}}{\partial x} + \frac{\partial \overline{v'^2}}{\partial y} \right) \quad (3.18)$$

Aus den Impulsgleichungen (3.8), (3.9) und (3.10), (3.11) ist leicht zu erkennen, was dieser Term physikalisch bedeutet. Die Ableitungen der mittleren Geschwindigkeitskorrelationen erscheinen aufgrund der Mittelungsoperation als Impulsflüsse. Diese Terme werden üblicherweise als Reynolds-Impulsflüsse bezeichnet.

Sie stellen den zeitlich gemittelten Impulstransport zwischen mittlerer und transientser Zirkulation dar, welcher durch das transiente Bewegungsfeld bewirkt wird. In den entsprechenden Bewegungsgleichungen erscheinen die Ableitungen der mittleren Geschwindigkeitskorrelationen deshalb mit umgekehrten Vorzeichen. Der Term (3.18) ist demnach der dazugehörige Energiefluß, welcher im folgenden als Reynolds-Term bezeichnet wird.

3.3 Verwendete Energiediagnostik

Da in dieser Arbeit die Variabilität des Ozeans im Mittelpunkt steht, werden die Energiegleichungen, welche die transienten Felder beschreiben, zur Analyse verwendet.

Um ein integrales Maß für das transiente Verhalten eines ganzen Ozeanbeckens zu erhalten, werden die fluktuierenden Energiekomponenten E'_{kin} und E'_{pot} über die entsprechenden Regionen horizontal gemittelt. Man erhält dann den mittleren transienten Energieinhalt pro Flächeneinheit der Region A :

$$[E'_{kin}]_A = \frac{1}{A} \iint_A \left(\frac{\rho_1 \bar{H}}{2} (u'^2 + v'^2) \right) dx dy \quad (3.19)$$

$$[E'_{pot}]_A = \frac{1}{A} \iint_A \left(\frac{g' \rho_1}{2} h'^2 \right) dx dy \quad (3.20)$$

$[...]_A$ kennzeichnet dabei die Mittelung über die Fläche A . Die so erhaltenen skalaren Größen können bequem mit den üblichen Methoden der Zeitreihenanalyse analysiert werden.

Zur näheren Diagnose des transienten Bewegungsfeldes werden die Gleichungen (3.13) und (3.14) benutzt. Das geschieht in zweierlei Hinsicht. Zum einen wird die zeitlich gemittelte Gleichung (3.14) ausgewertet, um ein räumliches Bild der mittleren Energieflüsse zu erhalten. Zum anderen werden die zeitlichen Entwicklungen einzelner räumlich gemittelter Umwandlungsterme betrachtet, um so eine eventuelle Korrelation zwischen den Energieflüssen und den Zeitreihen der räumlich gemittelten Energieinhalte (3.19) und (3.20) zu erkennen. In diesem Zusammenhang darf der schon erwähnte Reynolds-Term (3.18) natürlich nicht vergessen werden.

Kapitel 4

Ergebnisse

In diesem Kapitel werden neben der Beschreibung der durchgeführten Experimente die Ergebnisse aus verschiedenen Simulationen mit dem in den vorhergehenden Kapiteln vorgestellten Modell dargestellt. Die Diskussion der Ergebnisse geschieht in einem phänomenologischen und einem interpretierenden Abschnitt. Da eine strenge Trennung zwischen Beschreibung und Interpretation der Ergebnisse nicht ohne Zwang möglich ist, wird die folgende Vorgehensweise erläutert.

Der phänomenologische Abschnitt beschreibt zunächst die zeitlich gemittelte Zirkulation im Nordatlantik und Nordpazifik. Das transiente Verhalten der Zirkulation wird anschließend anhand von Zeitreihen der transienten kinetischen und potentiellen Energie (3.19 und 3.20), der zeitlich gemittelten Gleichung der transienten kinetischen Energie (3.14) und der Wellendynamik des Modelles diagnostiziert. Dabei wird die analytische Form der Wellendynamik des Reduced-Gravity-Modelles kurz beschrieben.

Der Abschnitt über die Interpretation der Ergebnisse versucht, die beobachteten Phänomene anhand physikalischer Modellvorstellungen zu deuten. Zu diesem Zweck wird die zeitliche Entwicklung einzelner Umwandlungsterme in der Gleichung der transienten kinetischen Energie (3.13) analysiert. Anhand aller dann vorliegenden Ergebnisse wird anschließend eine Theorie zur ozeanischen interdekadischen Variabilität vorgeschlagen.

In Hinblick auf die Interpretation der Ergebnisse sei gesagt, daß diese nur bedingt mit der Realität oder komplexeren Ozeanmodellen zu vergleichen sind. Das vereinfachte Ozeanmodell ist mit Sicherheit nicht in der Lage, die zeitlich und räumlich sehr komplexe Struktur der realistischen ozeanischen Zirkulation wirklichkeitsnah darzustellen. Es wird deshalb kein Versuch unternommen, simulierte Bewegungsfelder auf strenger Basis mit realistischen Werten zu vergleichen. Als Maßstab der Bewertung dienen im folgenden immer nur die simulierten räumlichen Strukturen und die dazugehörigen Größenordnungen.

4.1 Beschreibung der Experimente

Ziel der Experimente ist es, die Variabilität der windgetriebenen ozeanischen Zirkulation zu untersuchen. Da unter anderem ein besonderes Interesse an der Bedeutung des mittleren Windfeldes besteht, welches die ozeanischen Wirbel antreibt, werden im wesentlichen zwei Experimente durchgeführt und miteinander verglichen. Zur Nomenklatur sei erwähnt, daß in Bezug auf das Experiment Nr.1, welches im folgenden erläutert wird, die Bezeichnungen mittleres Windfeld und mittlerer Windschub sowie mittlere Strömung und Grundstrom äquivalent verwendet werden. Gemeint ist immer die mittlere Zirkulation der ozeanischen Wirbel, dessen Ursache der mittlere Windschub ist.

Experiment Nr.1 verwendet das vollständige Windschubfeld gemäß den Gleichungen (2.34), (2.35) und (2.36). In diesem Fall wird also das Jahresmittel des Hellermann-Rosenstein-Windschubes zuzüglich eines additiven stochastischen Anteiles benutzt. Der Effekt einer mittleren Strömung ist in Experiment Nr.1 demnach enthalten. In dem Experiment Nr.2 wird nur der stochastische Anteil des Windschubfeldes verwendet. Ein Vergleich der beiden Experimente läßt also einen Rückschluß auf den Einfluß des Grundstromes zu. Alle weiteren Parameter werden nicht verändert (Tabelle 2.1). Erwähnt sei, daß in dem interpretativen Abschnitt noch ein drittes Experiment vorgestellt wird, welches zur Verifikation einer vorgeschlagenen Theorie Verwendung findet. In diesem wird der Ozean nur durch ein räumlich homogenes stochastisches Windschubfeld angetrieben. Auf dieses Experiment Nr.3 wird in dem entsprechenden Abschnitt separat eingegangen, so daß in diesem Abschnitt nur die beiden wesentlichen Experimente vorgestellt werden. Alle im folgenden erläuterten technischen Details, z.B der Integrationszeitraum, Ausschluß der Spin-Up-Phase etc., sind aber auch für Experiment Nr.3 gültig.

Die numerische Integration des Modelles erfolgt in beiden Experimenten über einen Zeitraum von 1000 Jahren. Als Anfangsbedingung dient der ruhende Ozean. Die dominante Spin-Up-Phase beträgt in Experiment Nr.1 (mit Grundstrom) ungefähr 15–20 Jahre, wobei bis in die Jahre 50–60 noch ein schwacher Anstieg der Transporte zu erkennen ist. In Experiment Nr.2 (ohne Grundstrom) ist eine solche Phase schwer zu quantifizieren. Es wird aber angenommen, daß der Ozean in Experiment Nr.2 einen ähnlich lange Zeit braucht, bis er im statistischen Gleichgewicht ist. Das erste Jahrhundert wird deshalb in beiden Experimenten nicht in die Auswertung einbezogen. Effekte durch die Spin-Up-Phase werden in allen Experimenten also gänzlich ausgeschlossen.

Transporte, Geschwindigkeiten und Schichtdicken werden einmal pro Tag abgespeichert und später monatlich gemittelt. Zu Diagnosezwecken werden, wenn nicht anders erwähnt, immer Monatsmittel verwendet. Benutzt man als relevante Zeitskala die Periode einer Rossby-Welle des ersten baroklinen Modes in mittleren

Breiten, so liegt diese in der Größenordnung von Jahren (Pedlosky, 1987):

$$T = \frac{2\pi}{\sigma} = O\left(\frac{f^2\lambda}{g'H_0\beta}\right) = O(10^7 s) = O(1 yr)$$

Dabei beträgt die Wellenlänge $\lambda = O(10^3 km)$. Es erscheint also nicht notwendig, die täglichen Daten auszuwerten.

Das geographische Hauptinteresse liegt im Nordatlantik und Nordpazifik. In diesen Becken sind die subtropischen und subpolaren Wirbel die dominanten Zirkulationsmuster, welche in ihrer meridionalen Ausdehnung durch die Rotation des Windschubes (Abbildung 2.4) erzeugt werden. Diese räumliche Verteilung veranlaßt viele Autoren, ein Rechteckbecken mit einem Double-Gyre-Antrieb zu verwenden, um das Verhalten der Zirkulation zu studieren. Mit dieser Geometrie können eine Vielzahl von Phänomenen vereinfacht modelliert werden. Auch eine langperiodische Variabilität der Strömungen kann in solchen Modellen beobachtet werden, wie z.B. in den schon erwähnten Arbeiten von Jiang *et al.* (1995) und McCalpin und Haidvogel (1996). In dieser Arbeit werden zur Diagnose deshalb nur der Nordatlantik und der Nordpazifik verwendet.

4.2 Phänomenologie

4.2.1 Zeitlich gemittelte Zirkulation

In diesem Abschnitt werden die gemittelten Zirkulationsmuster des Nordpazifiks und Nordatlantiks vorgestellt. Der Mittelungszeitraum ist dabei das zweite und dritte Jahrhundert der Integration, also 200 Jahre. Eine längere Zeitspanne ergibt keine nennenswerte Veränderung der mittleren Zirkulation, so daß das verwendete Mittelungsintervall ausreichend ist.

Aus der Analyse der mittleren Zirkulation läßt sich erkennen, daß in Experiment Nr.1 (mit Grundstrom) die subtropischen und subpolaren Wirbel im Rahmen der Fragestellung der Arbeit und der physikalischen Leistungsfähigkeit des Reduced-Gravity-Modelles ausreichend gut simuliert werden. Die Schwächen des Modelles liegen in der Darstellung der Geschwindigkeiten in äquatorialen und subpolaren Breiten, wie im folgenden erläutert wird. In Experiment Nr.2 kommt es aufgrund des fehlenden mittleren Windschubes zu keiner nennenswerten mittleren Zirkulation. Der durch das transiente Bewegungsfeld verursachte Impulsfluß in das mittlere Feld reicht nicht aus, um eine ausgeprägte mittlere Strömung zu induzieren.

Eine Darstellung des beobachteten Zustandes der Ozeane kann den Lehrbüchern der allgemeinen bzw. regionalen Ozeanographie entnommen werden. Erwähnt seien die Bücher von Tomczak und Godfrey (1994), Pickard und Emery (1990) und Dietrich *et al.* (1975).

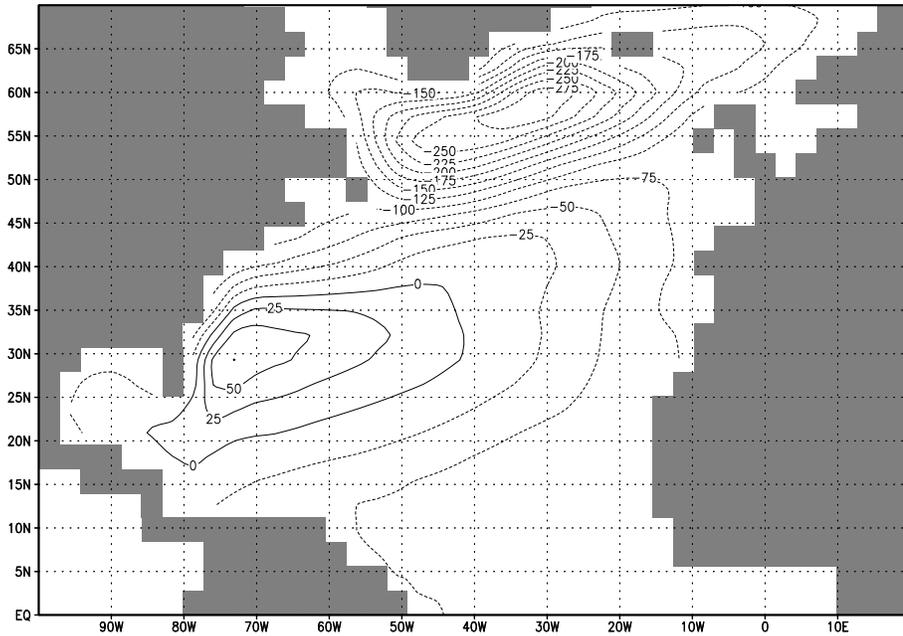


Abbildung 4.1: Mittlere Schichtdickenanomalie \bar{h} in m ; Experiment Nr.1 (mit Grundstrom). Isolinienabstand ist $25 m$.

Atlantik In der Abbildung 4.1 ist die mittlere Schichtdickenanomalie \bar{h} von Experiment Nr.1 für den Nordatlantik dargestellt. Die zugehörigen Geschwindigkeiten und Transporte sind in der Abbildung 4.2 zu finden. Es ist zu sehen, daß das Modell den subtropischen und subpolaren Wirbel des Nordatlantiks einschließlich der westlichen Randströme darstellen kann. Die Tiefenlage der Thermokline, modelliert durch die Grenzschicht des Reduced-Gravity-Modelles, ist ausreichend realistisch wiedergegeben. Die maximalen Geschwindigkeiten treten im Florida- und im Golfstrom auf. Diese liegen im Bereich von $0.2 m/s$. Die Ablösung des Golfstromes von dem Amerikanischen Kontinent erfolgt im Bereich von $35^\circ N$ mit einer nahezu vollständig ostwärts gerichteten Strömung, welche zum Teil sehr schnell wieder südwärts rezirkuliert. Aus diesem Grund fällt der südwestliche Teil des Nordatlantikstromes in dem Modell relativ schwach aus. Der Ostgrönlandstrom hat Geschwindigkeiten im Bereich von $0.1 m/s$ und rezirkuliert mit leicht abnehmender Geschwindigkeit über den Labradorstrom wieder in den Nordatlantikstrom. Die Geschwindigkeiten im subpolaren Wirbel fallen also relativ zu denen im Florida- und Golfstrom etwas zu groß aus. Bei den Transporten ist dieses Verhältnis in dem Modell besser dargestellt. Die Transporte sind ein Maß für den Impulsinhalt der gesamten Schicht. Der Impulseintrag durch den Windschub spiegelt sich demnach nicht in den Geschwindigkeiten, sondern in den Transporten der Zirkulation wieder. Die Geschwindigkeiten eines windgetriebenen vertikal integrierten Modelles sind daher immer nur unter Berücksichtigung der verwen-

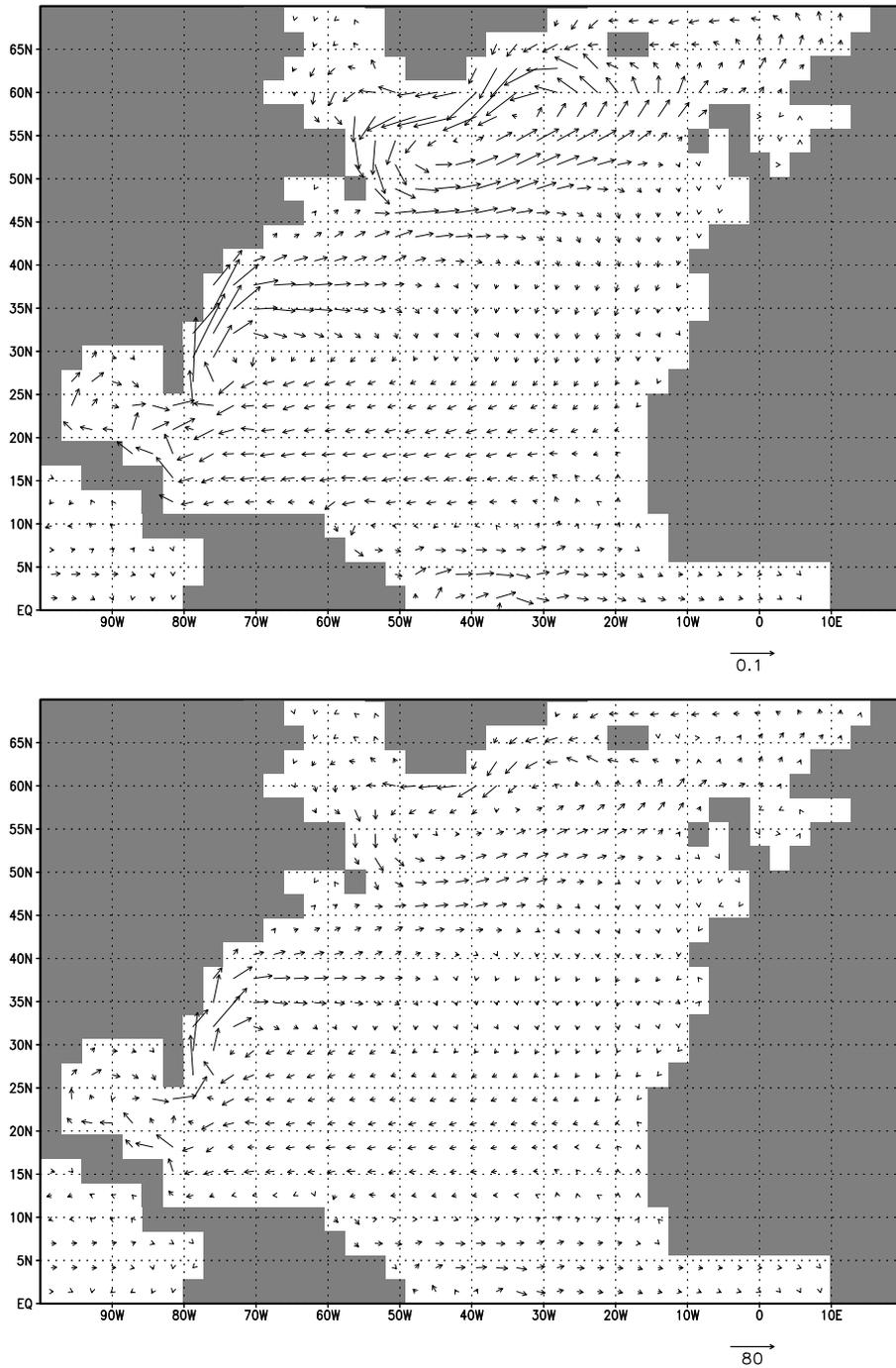


Abbildung 4.2: Oben: Mittlere Geschwindigkeiten in m/s ; Experiment Nr.1 (mit Grundstrom). Unten: Mittlere Transporte in m^2/s ; Experiment Nr.1 (mit Grundstrom).

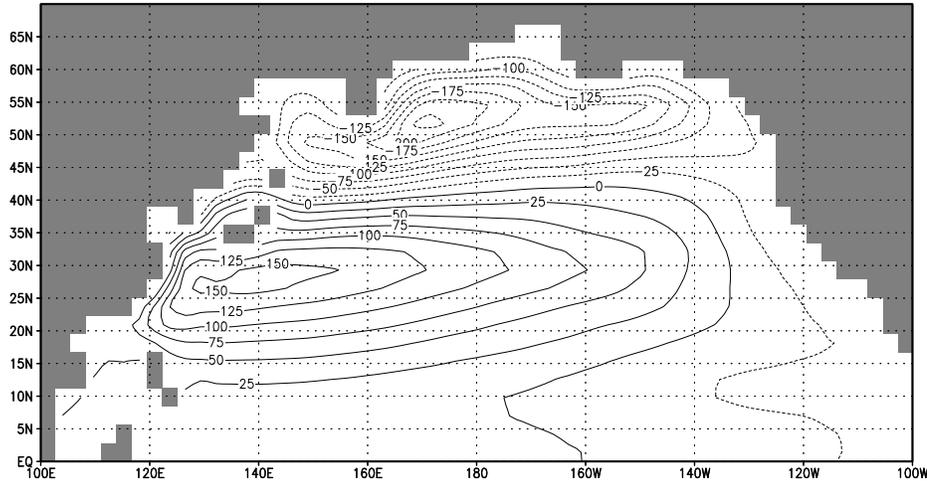


Abbildung 4.3: Mittlere Schichtdickenanomalie \bar{h} in m ; Experiment Nr.1 (mit Grundstrom). Isolinienabstand ist 25 m .

deten Schichtdicke und der realen Schichtung zu interpretieren. In der Realität ist der windgetriebene Transport im Bereich des nördlichen Nordatlantiks auf eine tiefere Schicht als die simulierten 200–300 m verteilt, was zu geringeren Geschwindigkeiten verglichen mit dem Modell führt. Die zunehmende Dominanz des barotropen Modes in nördlichen Breiten, verursacht durch eine schwächere Schichtung, ist in der Reduced-Gravity-Approximation nicht berücksichtigt. Diese Approximation ist die Ursache der relativ hohen Geschwindigkeiten in hohen Breiten. Das Modell ist auch nicht in der Lage, die komplexe Struktur der äquatorialen Regionen darzustellen. Die vertikale Schichtung ist in niedrigen Breiten sehr ausgeprägt, so daß auch dort ein vertikal integriertes Modell keine realistischen Geschwindigkeiten liefern kann. Insbesondere wird der durch hohe Oberflächengeschwindigkeiten gekennzeichnete Südäquatorialstrom und dessen Verlängerung in den Nordbrasilstrom nicht wiedergegeben. Auch reicht eine horizontale Auflösung von ungefähr 3° nicht aus, um das auch horizontal komplexe äquatoriale Stromsystem aufzulösen. Die Transporte in den äquatorialen Breiten sind aber im Rahmen der groben Auflösung ausreichend wiedergegeben.

Pazifik Die Schichtdickenanomalie \bar{h} , die Geschwindigkeiten und Transporte für den Nordpazifik sind in den Abbildungen 4.3 und 4.4 dargestellt. Auch für den Nordpazifik gilt, daß das Modell den subtropischen und subpolaren Wirbel darstellt. Die Tiefe der Thermokline ist auch dort ausreichend realistisch modelliert. Die größten Geschwindigkeiten finden sich mit ungefähr 0.2 m/s im Kuroschio, dem pazifischen Äquivalent zum atlantischen Golfstrom. Der westliche Randstrom im subpolaren Wirbel des Nordpazifiks, der Oyaschio, erreicht

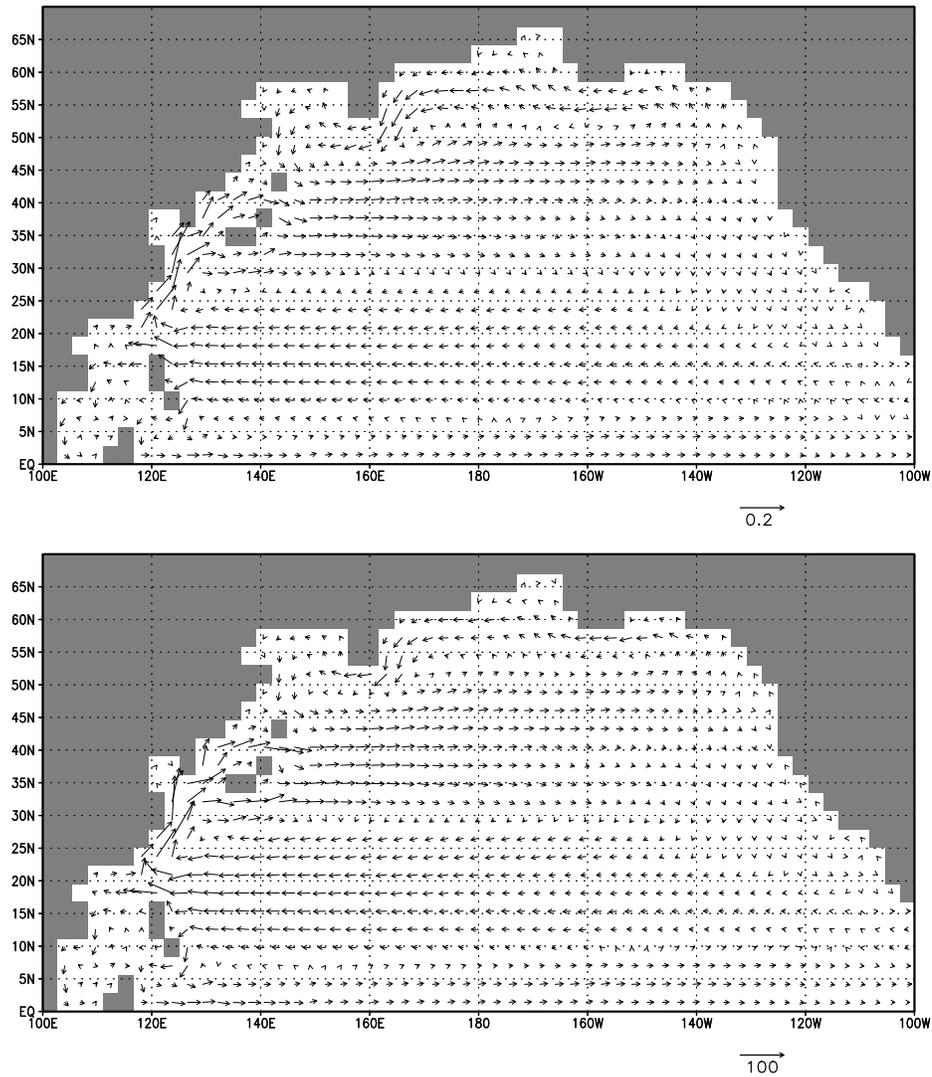


Abbildung 4.4: Oben: Mittlere Geschwindigkeiten in m/s ; Experiment Nr.1 (mit Grundstrom). Unten: Mittlere Transporte in m^2/s ; Experiment Nr.1 (mit Grundstrom).

maximale Geschwindigkeiten von 0.1 m/s . Auch hier fallen die Geschwindigkeiten in hohen Breiten relativ zu mittleren Breiten etwas zu hoch aus. Die hohen Geschwindigkeiten der Oberflächenströmungen in äquatorialen Regionen werden, aus den schon erläuterten Gründen, auch im Pazifik durch das vereinfachte Modell nicht dargestellt.

4.2.2 Transiente Zirkulation

Zeitreihen der Energieinhalte

Um einen Überblick über das transiente Verhalten des Modelles zu bekommen, werden zunächst die mittleren Energiedichten $[E'_{kin}]$ (3.19) und $[E'_{pot}]$ (3.20) ausgewertet. Es stellt sich nun die Frage nach einer zweckmäßigen Wahl der Mittelungsfläche A . Um eine Auswahl zu treffen, wird die zeitlich gemittelte transiente Energie betrachtet. Diese dient als Maß, um Regionen mit hoher Variabilität zu identifizieren. Diese Regionen werden anschließend genauer analysiert.

In der Abbildung 4.5 ist die zeitlich gemittelte transiente Energie der beiden Experimente für den Nordatlantik dargestellt. Der Mittelungszeitraum ist dabei wieder das erste und zweite Jahrhundert der Integration. Eine längere Zeitspanne als diese 200 Jahre ergibt auch hier keine nennenswerte Veränderung. Es ist zu erkennen, daß unabhängig von der mittleren Strömung, Regionen starker ozeanischer Aktivität nahezu identisch mit Regionen starker atmosphärischer Aktivität sind (Abbildung 2.5). Allein das Energieniveau ist in subpolaren Regionen in dem Experiment ohne Grundstrom etwas höher (Man beachte die unterschiedlichen Isolinienabstände). Dieses Verhalten hängt mit der verwendeten Parametrisierung der Grenzschichtreibung zusammen. In dem quadratischen Ansatz beeinflußt die mittlere Strömung die Energetik der transienten Zirkulation. Ein vergleichbares Verhalten in der zeitlich gemittelten transienten Energetik zeigt auch der Nordpazifik, wie in der Abbildung 4.6 zu sehen ist.

Aufgrund der ozeanweiten transienten Aktivität im Nordatlantik und Nordpazifik werden als Indexregionen zur Berechnung der mittleren Energiedichten $[E'_{kin}]$ (3.19) und $[E'_{pot}]$ (3.20) die vollständigen Becken verwendet. Als südliche Grenze wird dabei 10°N benutzt.

In der Abbildung 4.7 sind die Zeitreihen der mittleren transienten kinetischen Energiedichte im Nordatlantik für beide Experimente dargestellt. Zu sehen ist der vollständige Integrationszeitraum mit Ausnahme des ersten Jahrhunderts. Die entsprechenden Zeitreihen der mittleren transienten potentiellen Energiedichte sind in der Abbildung 4.8 dargestellt. Zu erkennen ist wieder, daß das Energieniveau ohne mittlere Strömung (Experiment Nr.2) etwas höher ist, als ohne Grundstrom (Experiment Nr.1). Ein äquivalentes Verhalten zeigen auch die Zeitreihen der Energiedichten im Nordpazifik, welche allerdings nicht abgebildet sind. Zur näheren Analyse der Zeitreihen werden die dazugehörigen Spektren betrachtet. Diese werden aus den 900-jährigen Zeitreihen berechnet, wobei die Daten in 10

Blöcke von je 90 Jahren aufgeteilt werden. Für jeden dieser 10 Datensätze wird ein Spektrum berechnet. Diese werden dann gemittelt. Mit diesem Vorgehen wird die Varianz der Spektren verbessert. Die maximal auflösbare Periode ist somit 45 Jahre. In nahezu allen Spektren tritt ein Peak mit der Periode von genau 45 Jahren auf, welcher bei längeren Datenblöcken verschwindet. Dementsprechend sei erwähnt, daß alle Strukturen der Spektren bei und oberhalb einer Periode von 45 Jahren zu ignorieren sind. Als Nullhypothese wird ein an die Daten angepasster autoregressiver Prozeß erster Ordnung (AR(1)-Prozeß) mit einem zugehörigen Vertrauensniveau von 95% benutzt (von Storch und Zwiers, 1997; Schönwiese, 1985).

Um zu überprüfen, inwieweit die Zirkulation in dem verwendeten Modell quasigeostrophisch balanciert ist, werden Kreuzspektren der kinetischen und potentiellen Energiedichten betrachtet. Auch zu diesem Zweck werden die 900-jährigen Zeitreihen verwendet, wobei die Daten wieder in 10 Blöcke von je 90 Jahren aufgeteilt werden. Als Beispiel dient nun das Experiment ohne mittleren Windschub (Experiment Nr.2). In der Abbildung 4.9 ist das zugehörige Kreuzspektrum der Energiedichten im Nordatlantik zu sehen. Die Kreuzspektren des Experimentes mit einem Grundstrom, sind von dem hier gezeigten nicht zu unterscheiden. Zu erkennen ist, daß oberhalb einer Periode von ungefähr 10 Monaten das Bewegungsfeld sehr gut quasigeostrophisch balanciert ist. Die Phasenlage zwischen transienter kinetischer und transienter potentieller Energie ist praktisch null. Die Kohärenz liegt dabei deutlich über 99%. Erst unterhalb einer Periode von 10 Monaten beginnt die Phasenlage undeutlicher zu werden, was mit einem gleichzeitigen Absinken der Kohärenz verbunden ist.

Aus den im folgenden vorgestellten Spektren ist zu erkennen, daß die mittlere Strömung einen signifikanten Einfluß auf die ozeanische Varianz im interdekadischen Periodenbereich haben kann. Im Nordatlantik wird die Varianz im Periodenbereich von 10 bis 30 Jahren signifikant durch den Grundstrom angehoben. Besonders tritt dabei der Bereich von 10 bis 16 Jahren hervor. Im Nordpazifik ist ein vergleichbarer Effekt nicht zu beobachten.

Atlantik Die Varianzspektren der transienten kinetischen Energiedichte des Nordatlantiks sind in der Abbildung 4.10 dargestellt. Zu erkennen ist, daß die kinetische Energiedichte in beiden Experimenten gut durch einen AR(1)-Prozeß beschrieben wird: Die Varianz nimmt mit wachsender Periode zu, um dann gegen ein weißes Rauschen zu konvergieren. Dieses Verhalten wird durch die Theorie der stochastischen Klimamodellierung (Hasselmann, 1976) vorausgesagt. Ein Unterschied in den Spektren der durchgeführten Experimente ist in dem Periodenbereich zwischen 10 und 30 Jahren erkennbar. Ohne Grundstrom (Experiment Nr.2) ist ein auf dem 95%-Vertrauensniveau signifikanter Peak im Bereich von 14 Jahren zu erkennen, welcher allerdings relativ isoliert von den umgebenden Perioden auftritt. Ist eine mittlere Strömung vorhanden, so kommt es in dem

Periodenbereich von 10 bis 16 Jahren zu mehreren stark ausgeprägten spektralen Peaks, welche alle über dem Vertrauensniveau liegen. Der erste liegt im Bereich von 10 Jahren. Ohne Grundstrom (Experiment Nr.2) tritt diese Periode nicht signifikant in Erscheinung. Die weiteren Peaks liegen im Bereich bis 16 Jahre und treten deutlich stärker gegenüber dem isolierten Peak des Experimentes Nr.2 (ohne Grundstrom) hervor. Des weiteren erscheint in Experiment Nr.1 (mit Grundstrom) eine Periode von ungefähr 30 Jahren, welche ohne Grundstrom nicht signifikant hervortritt. Es ist also ein deutlicher Effekt der mittleren Strömung im interdekadischen Periodenbereich auszumachen.

Da das Bewegungsfeld weitestgehend quasigeostrophisch balanciert ist, zeigen die Spektren der transienten potentiellen Energiedichte ein nahezu äquivalentes Verhalten. Die Spektren sind in der Abbildung 4.11 zu sehen. Allein die Periode von 30 Jahren tritt in der potentiellen Energiedichte nicht in Erscheinung. Mehrere Berechnungen der Spektren der transienten kinetischen Energiedichte ergeben aber, daß dieser Peak stabil ist. Dieses Phänomen wird im folgenden nicht näher behandelt.

Um die Aussagen der vorgestellten Spektren zu verdeutlichen, sind in den Abbildungen 4.12 und 4.13 Ausschnitte der vollständigen Zeitreihen zu sehen. Ausgewählt ist das zweite und dritte Jahrhundert der Integration. In Abbildung 4.12 sind die entsprechenden Zeitreihen der transienten kinetischen Energiedichte abgebildet. Der Einfluß der mittleren Strömung ist in einem relativ dominanten quasiperiodischen Charakter der kinetischen Energiedichte zu erkennen. In dem Experiment ohne Grundstrom (Experiment Nr.2) ist dieses Verhalten etwas schwächer ausgeprägt, wenngleich es aber dennoch vorhanden ist. Auch die Zeitreihen der transienten potentiellen Energiedichte zeigen den Einfluß der mittleren Strömung auf das quasiperiodische Verhalten, wie in der Abbildung 4.13 zu sehen ist.

Pazifik Die Varianzspektren der transienten kinetischen und potentiellen Energiedichte im Nordpazifik sind in den Abbildungen 4.14 und 4.15 dargestellt. Auch dort ist zu erkennen, daß die kinetische und potentielle Energiedichte in beiden Experimenten gut durch einen AR(1)-Prozeß beschrieben werden kann. Im interdekadischen Periodenbereich ist allerdings kein signifikanter Unterschied zwischen den durchgeführten Experimenten zu sehen.

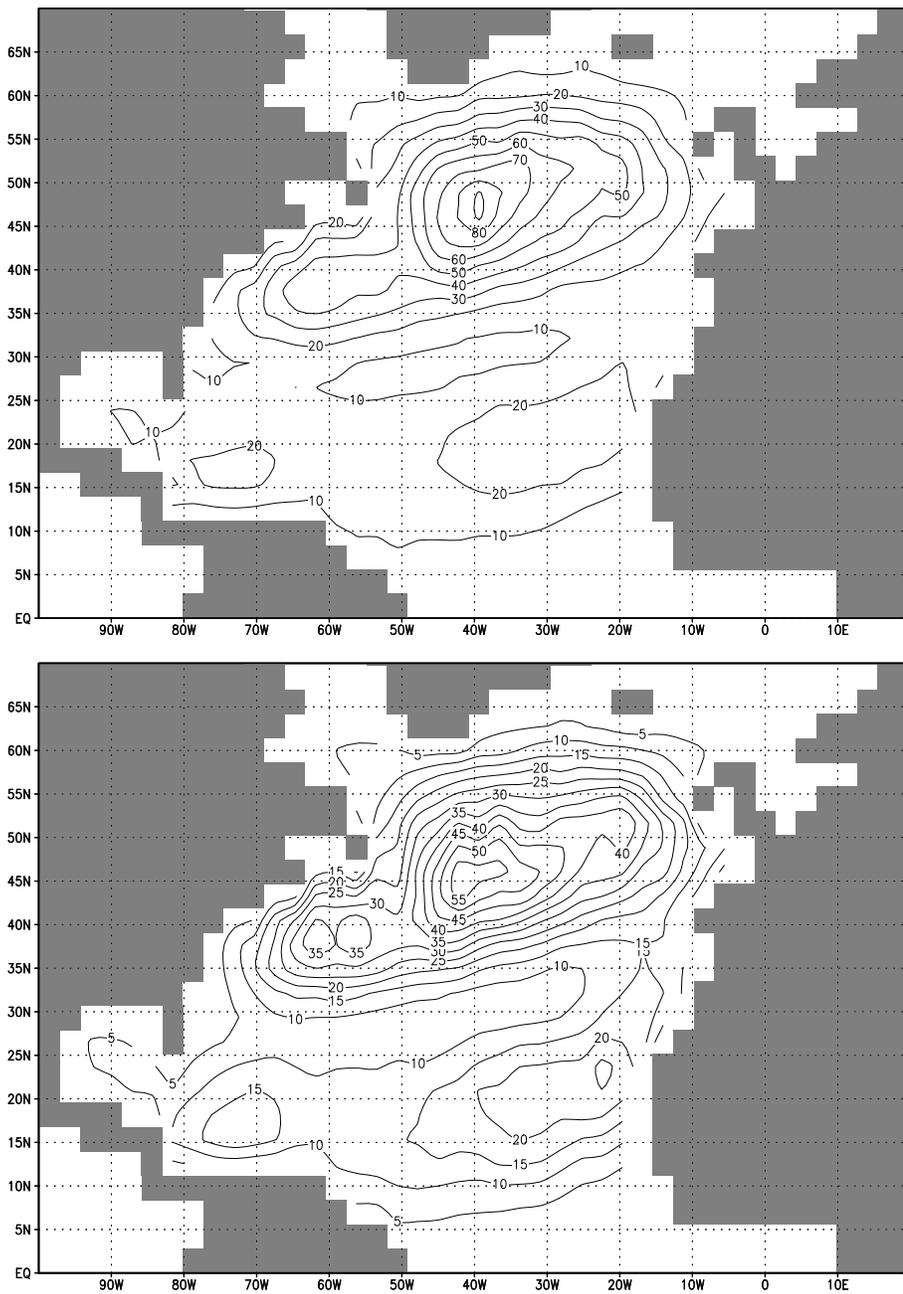


Abbildung 4.5: Mittlere transiente kinetische Energie in J/m^2 . Oben: Experiment Nr.2 (ohne Grundstrom). Isolinienabstand ist 10 J/m^2 . Unten: Experiment Nr.1 (mit Grundstrom). Isolinienabstand ist 5 J/m^2 .

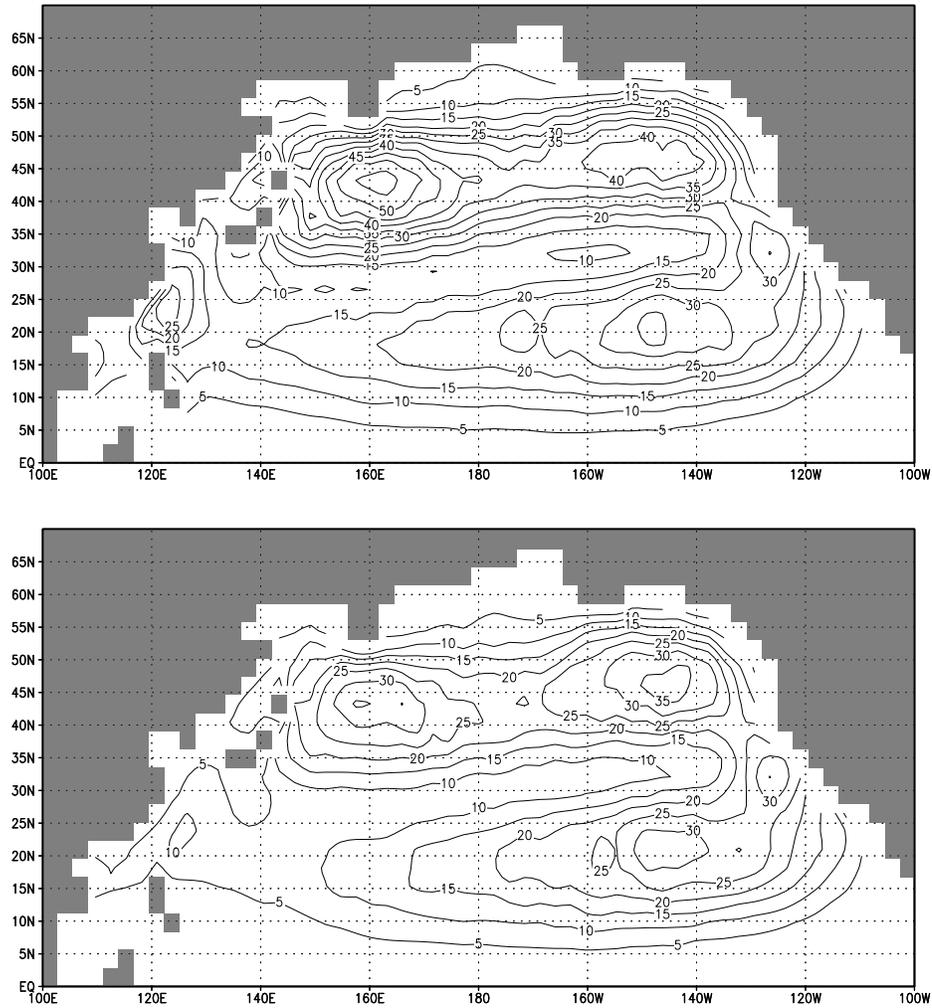


Abbildung 4.6: Mittlere transiente kinetische Energie in J/m^2 . Oben: Experiment Nr.2 (ohne Grundstrom). Isolinienabstand ist $5 J/m^2$. Unten: Experiment Nr.1 (mit Grundstrom). Isolinienabstand ist $5 J/m^2$.

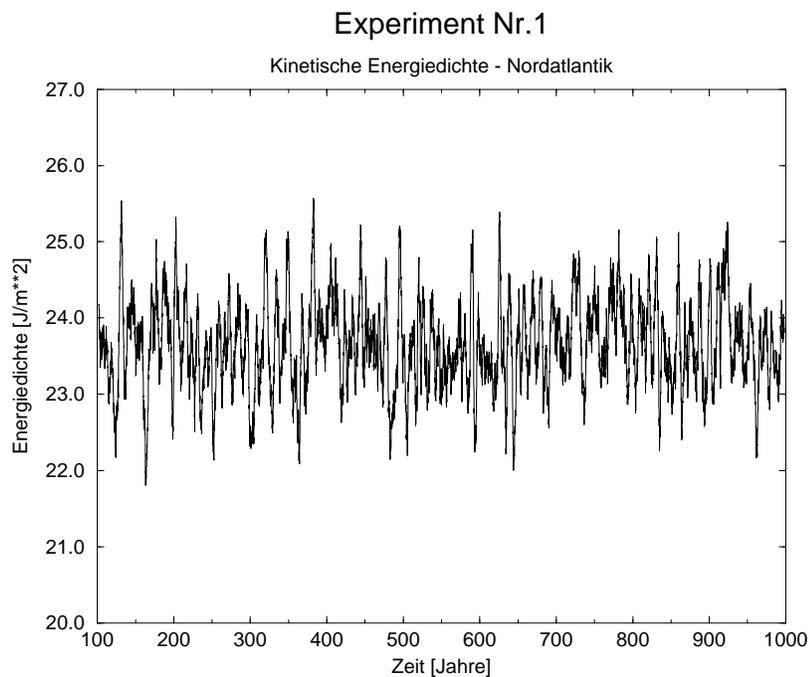
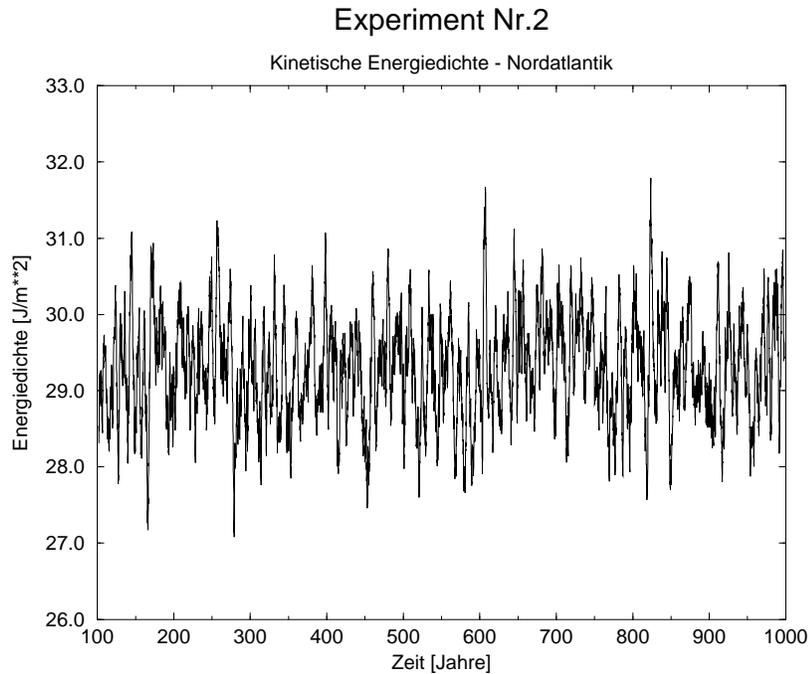


Abbildung 4.7: Zeitreihen der mittleren transienten kinetischen Energiedichte im Nordatlantik (10°N–70°N). Die Zeitreihen sind mit einem laufenden Mittel über 4 Jahre gefiltert. Oben: Experiment Nr.2 (ohne Grundstrom). Unten: Experiment Nr.1 (mit Grundstrom).

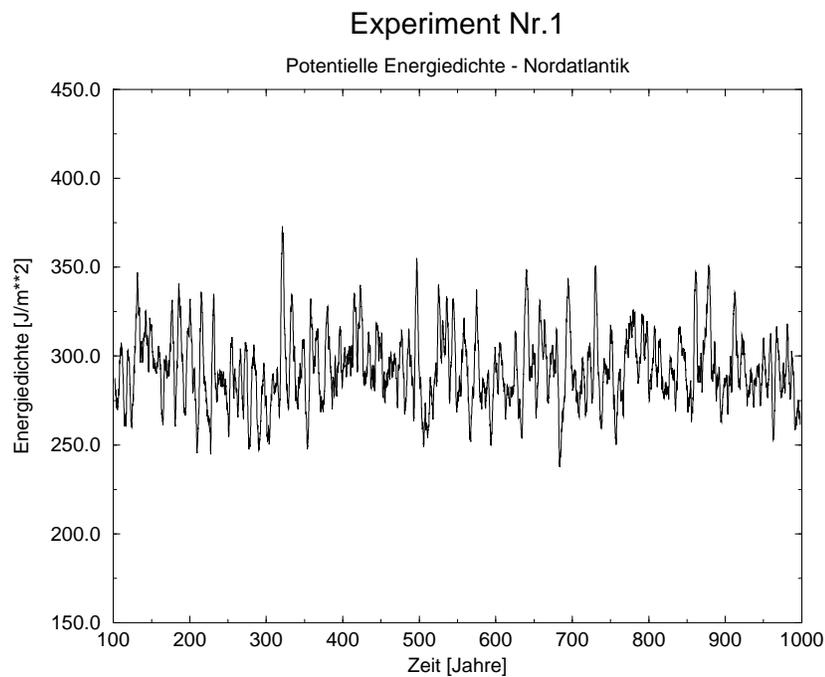
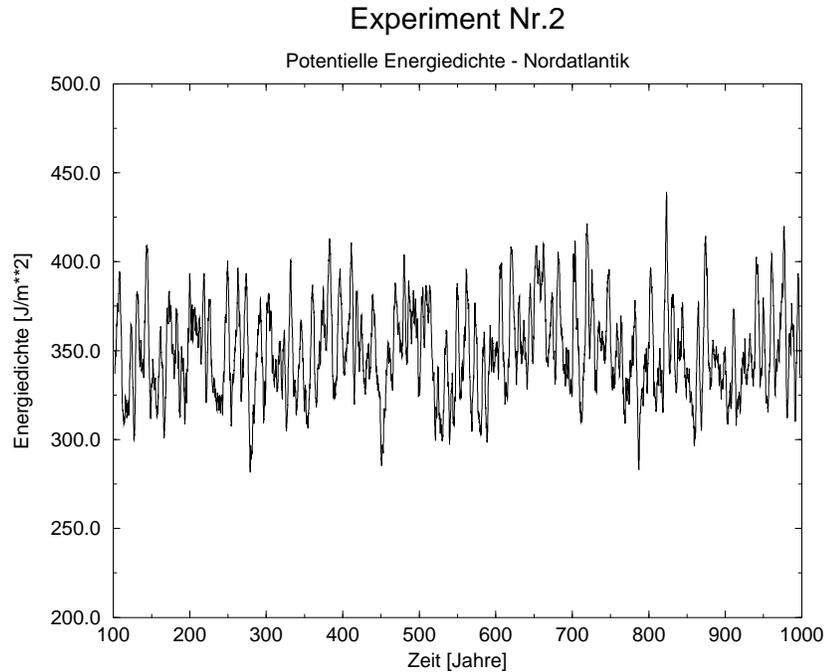


Abbildung 4.8: Zeitreihen der mittleren transienten potentiellen Energiedichte im Nordatlantik (10°N – 70°N). Die Zeitreihen sind mit einem laufenden Mittel über 4 Jahre gefiltert. Oben: Experiment Nr.2 (ohne Grundstrom). Unten: Experiment Nr.1 (mit Grundstrom).

Experiment Nr.2

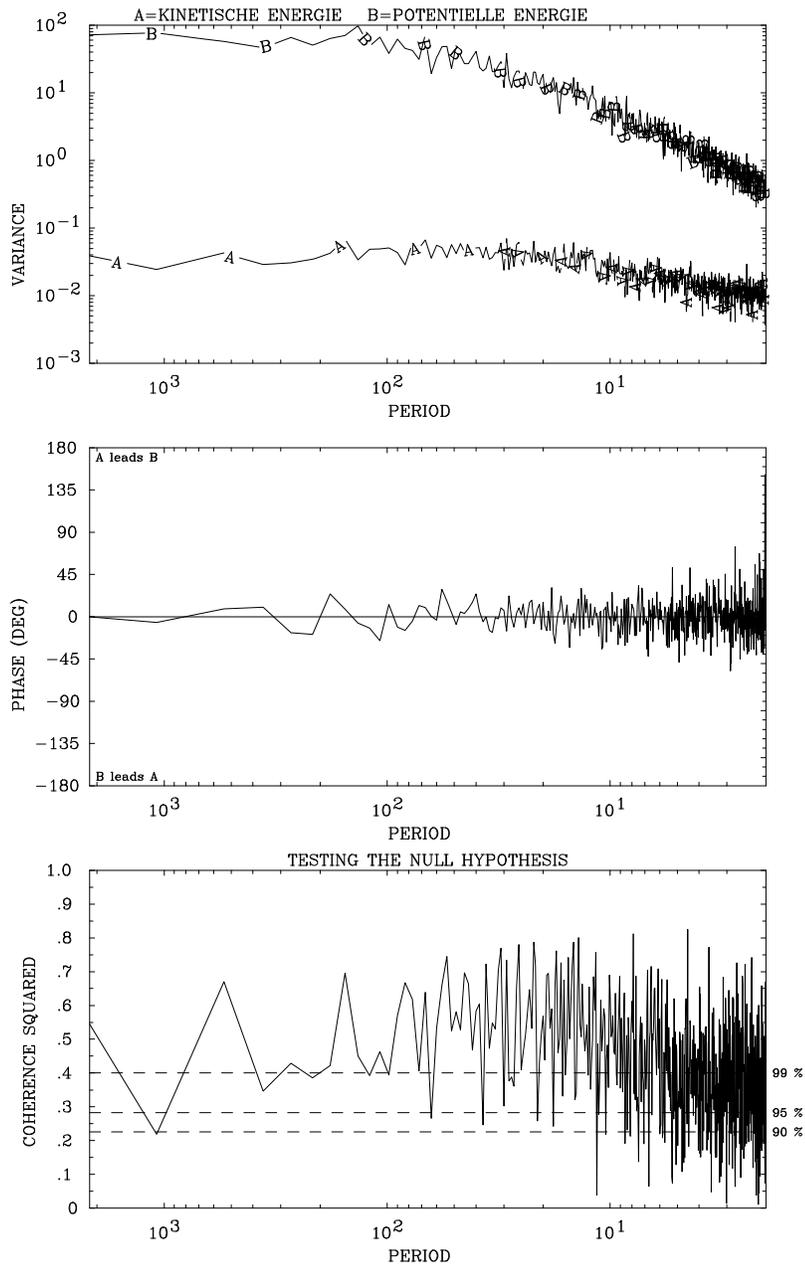


Abbildung 4.9: Kreuzspektrum der mittleren transienten kinetischen Energiedichte und der mittleren transienten potentiellen Energiedichte des Nordatlantiks; Experiment Nr.2 (ohne Grundstrom). Die Periode ist in Monaten dargestellt. Die Varianz ist in $(J^2mo)/m^4$ dargestellt.

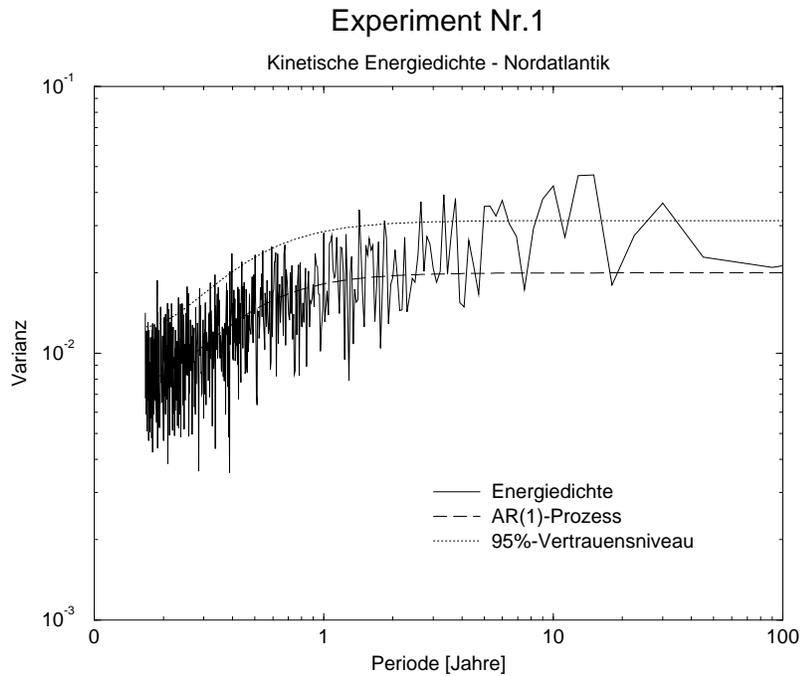
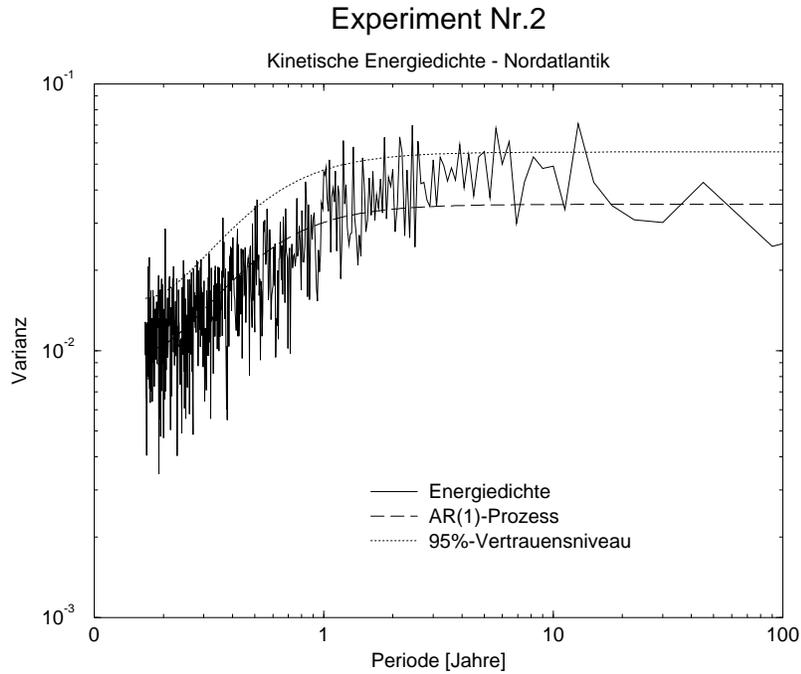


Abbildung 4.10: Varianzspektren der Zeitreihen der mittleren transienten kinetischen Energiedichte im Nordatlantik ($10^{\circ}\text{N}-70^{\circ}\text{N}$). Die Varianz ist in $(J^2\text{yr})/m^4$ dargestellt. Oben: Experiment Nr.2 (ohne Grundstrom). Unten: Experiment Nr.1 (mit Grundstrom).

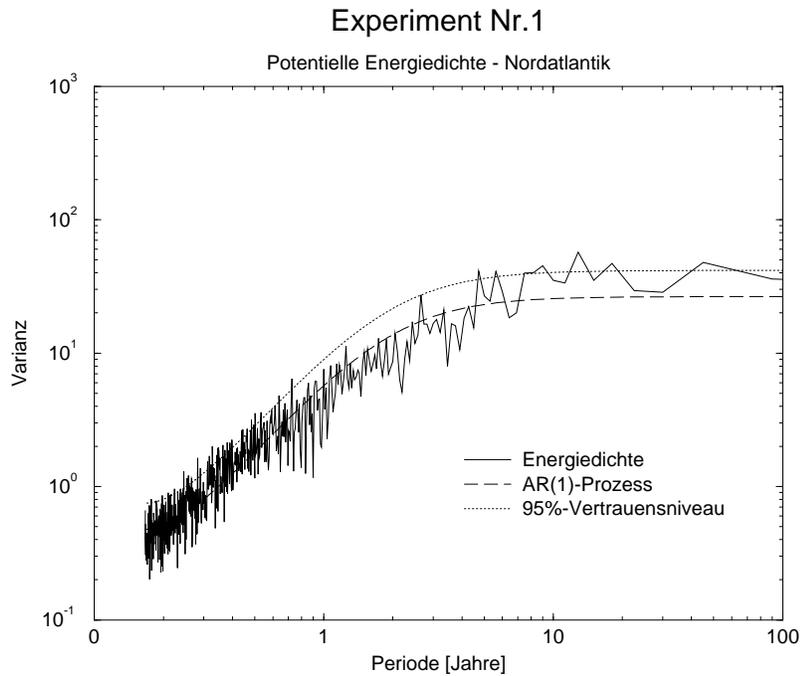
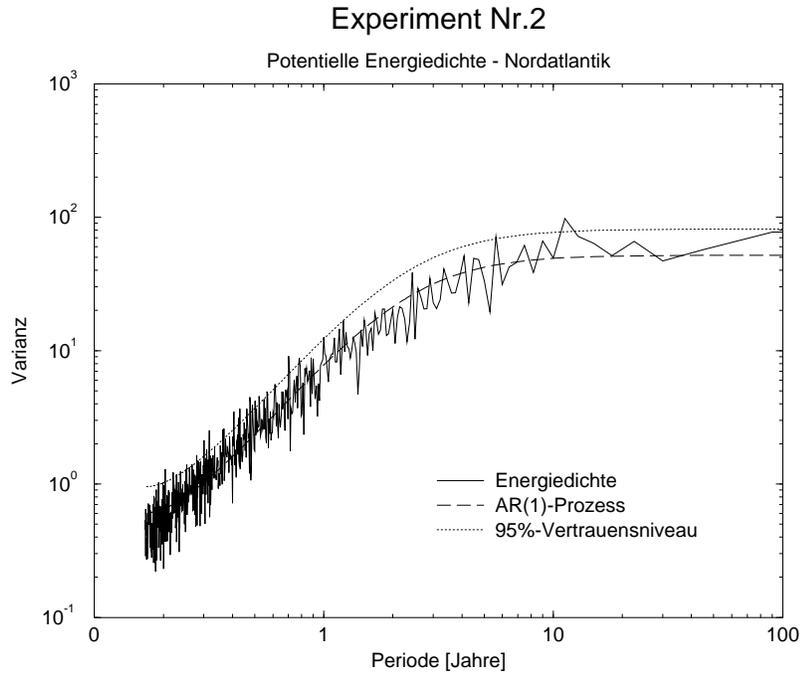


Abbildung 4.11: Varianzspektren der Zeitreihen der mittleren transienten potentiellen Energiedichte im Nordatlantik ($10^{\circ}\text{N}-70^{\circ}\text{N}$). Die Varianz ist in $(J^2\text{yr})/m^4$ dargestellt. Oben: Experiment Nr.2 (ohne Grundstrom). Unten: Experiment Nr.1 (mit Grundstrom).

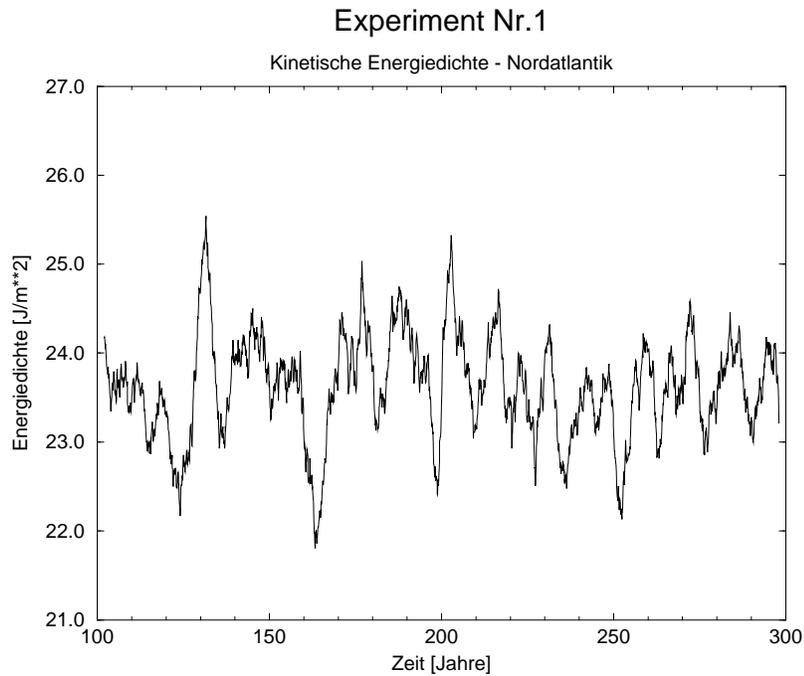
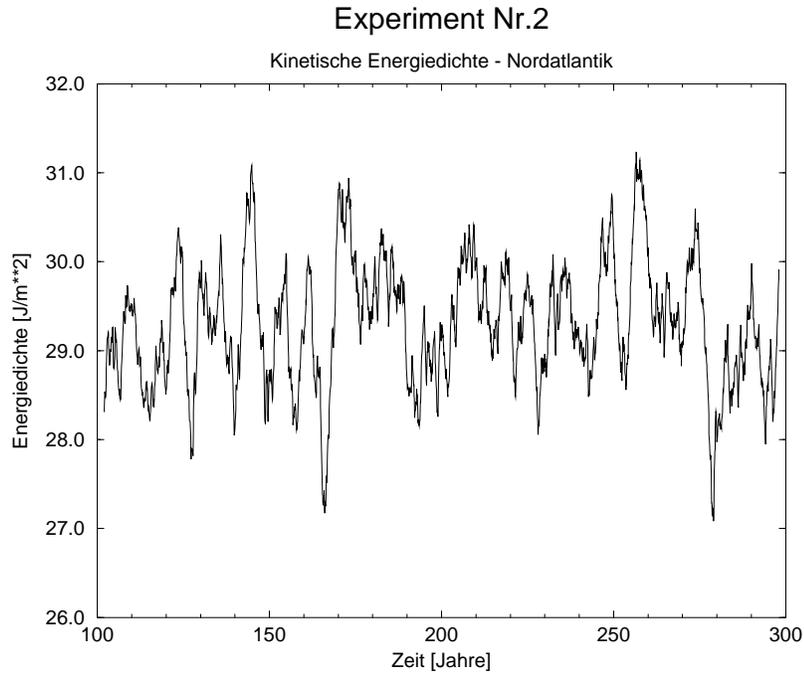


Abbildung 4.12: Zeitreihen der mittleren transienten kinetischen Energiedichte im Nordatlantik (10°N – 70°N). Die Zeitreihen sind mit einem laufenden Mittel über 4 Jahre gefiltert. Oben: Experiment Nr.2 (ohne Grundstrom). Unten: Experiment Nr.1 (mit Grundstrom).

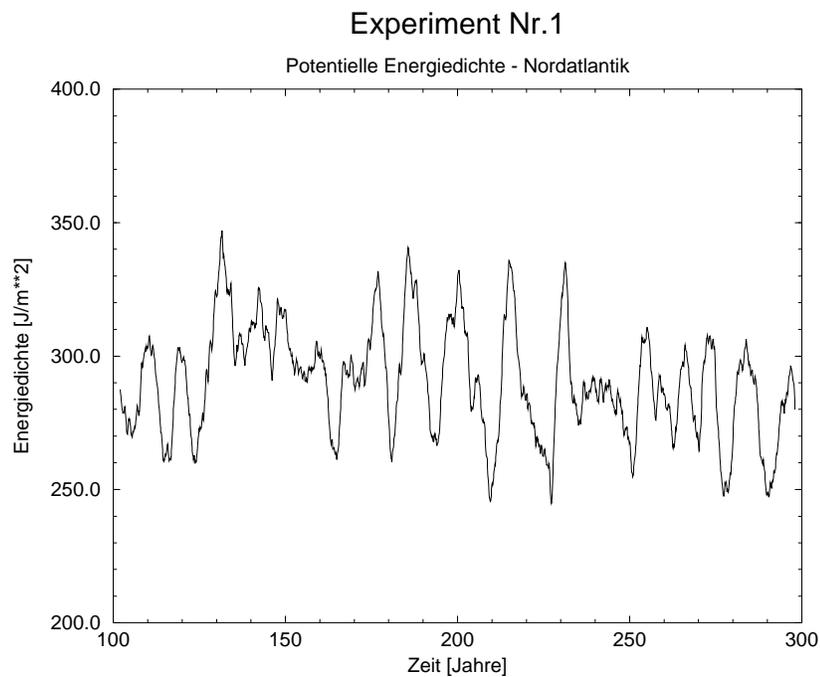
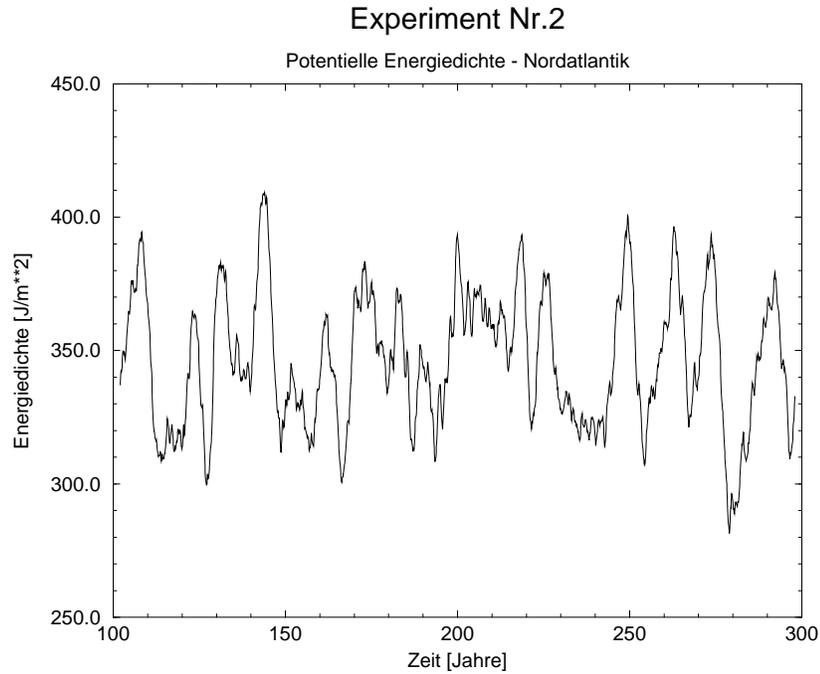


Abbildung 4.13: Zeitreihen der mittleren transienten potentiellen Energiedichte im Nordatlantik (10°N – 70°N). Die Zeitreihen sind mit einem laufenden Mittel über 4 Jahre gefiltert. Oben: Experiment Nr.2 (ohne Grundstrom). Unten: Experiment Nr.1 (mit Grundstrom).

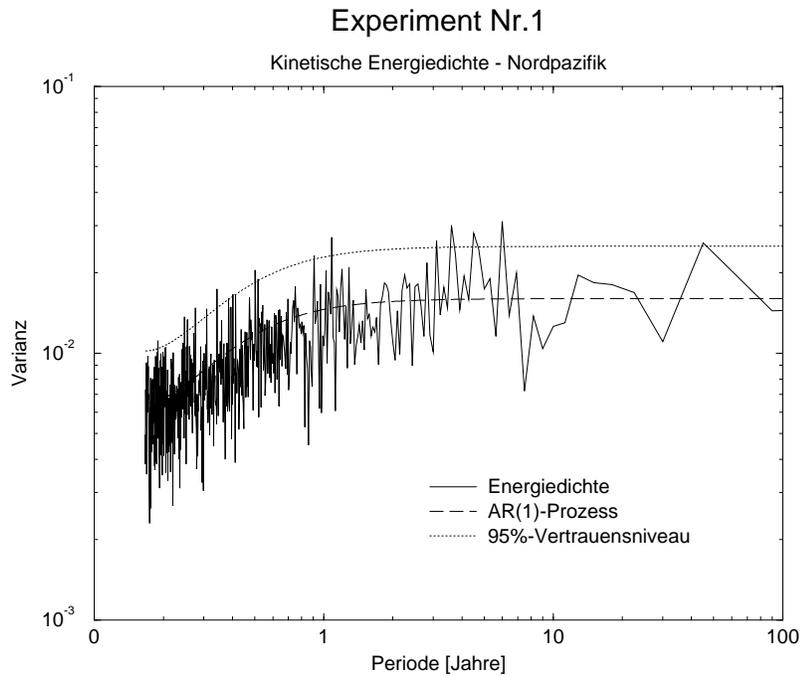
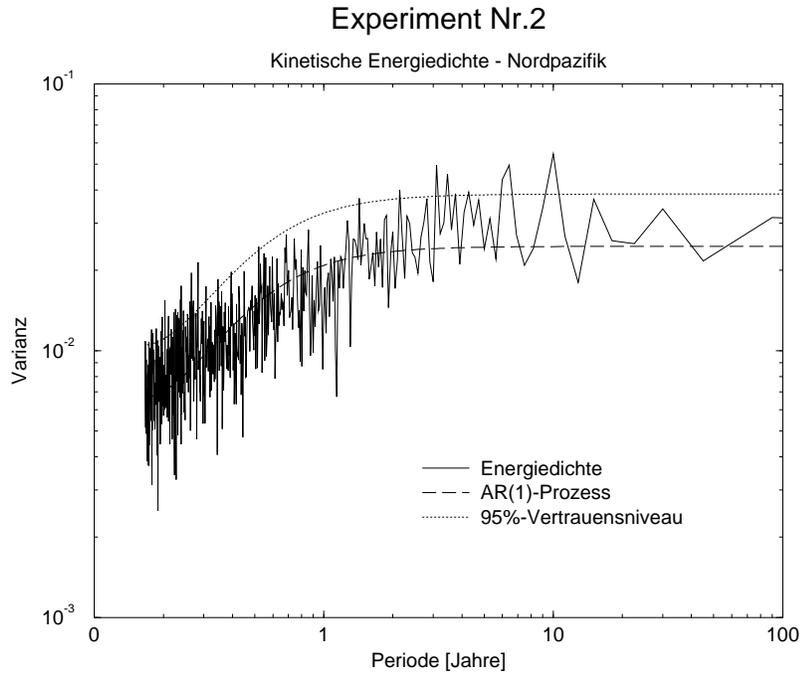


Abbildung 4.14: Varianzspektren der Zeitreihen der mittleren transienten kinetischen Energiedichte im Nordpazifik ($10^{\circ}\text{N}-65^{\circ}\text{N}$). Die Varianz ist in $(J^2\text{yr})/m^4$ dargestellt. Oben: Experiment Nr.2 (ohne Grundstrom). Unten: Experiment Nr.1 (mit Grundstrom).

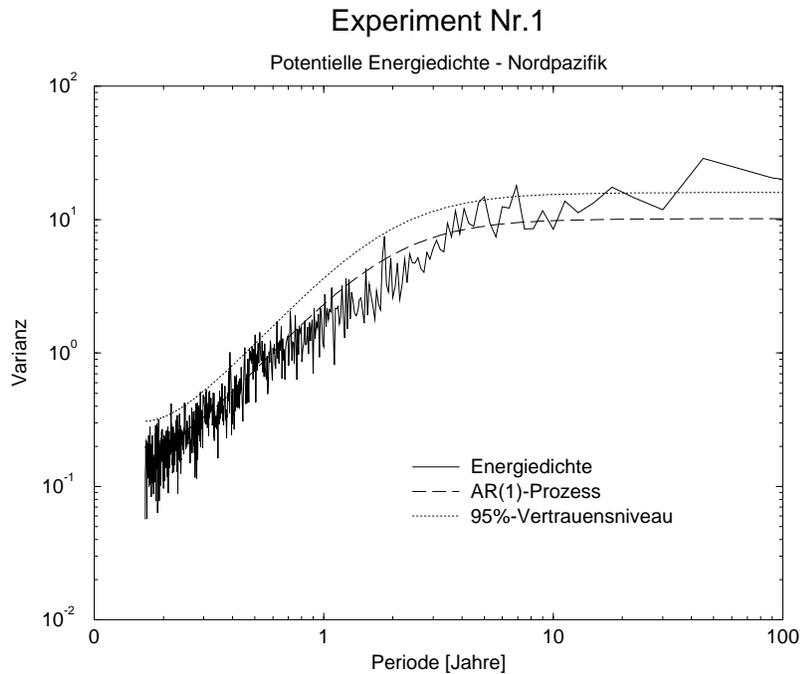
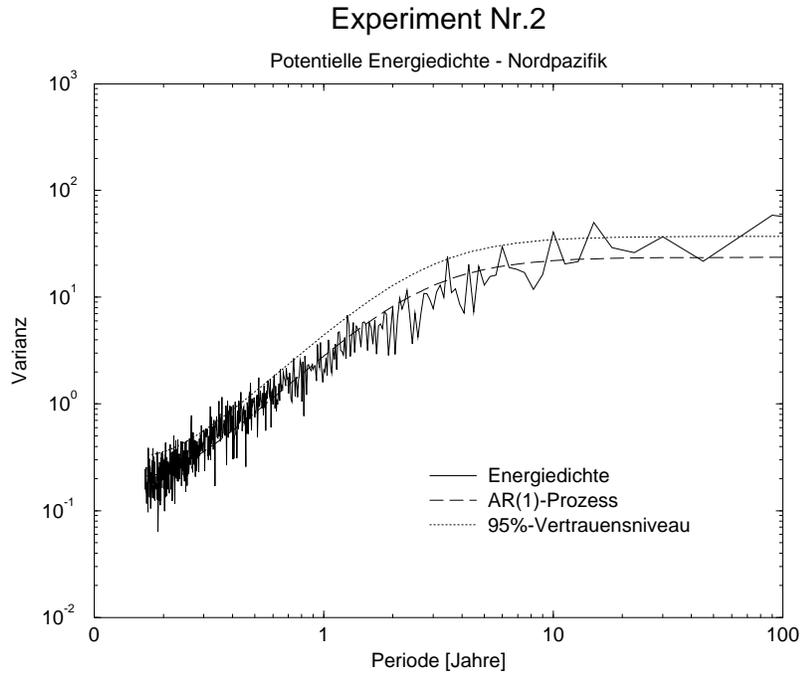


Abbildung 4.15: Varianzspektren der Zeitreihen der mittleren transienten potentiellen Energiedichte im Nordpazifik (10°N – 65°N). Die Varianz ist in $(J^2\text{yr})/m^4$ dargestellt. Oben: Experiment Nr.2 (ohne Grundstrom). Unten: Experiment Nr.1 (mit Grundstrom).

Zeitlich gemittelte Energieflüsse

Der nächste Schritt ist die Analyse der diagnostischen Gleichung für die zeitlich gemittelte transiente kinetische Energie (3.14), um ein räumliches Bild der betrachteten Energieflüsse zu erhalten. Der Mittelungszeitraum ist auch in diesem Fall wieder 200 Jahre. Eine Veränderung der Ergebnisse wurde durch ein längeres Mittelungsintervall nicht beobachtet. An dieser Stelle sei erwähnt, daß sich die numerische Auswertung der Gleichung (3.14) als nicht unproblematisch erwiesen hat. Die Energieflüsse addieren sich lokal in der numerischen Analyse nicht vollständig zu null. Die Größe des lokalen Residuums ist dabei bestenfalls eine Größenordnung kleiner als die der dominanten Umwandlungsterme. Erst durch die Integration über ein Ozeanbecken verringert sich das Residuum der Gleichung merklich. Die Ursache dieser Unzulänglichkeit liegt vermutlich in dem Fehler, welcher durch die Diskretisierung der Bewegungsgleichungen und der Energiegleichung auftritt. Es wird aber angenommen, daß die betrachteten Energieflüsse dem qualitativen Charakter nach zu interpretieren sind. Insbesondere der relative Unterschied zwischen den beiden Experimenten wird als qualitativ richtig betrachtet.

Im folgenden wird nur die Energiebilanz des Nordatlantiks vorgestellt, da alle Aussagen aus diesem Bereich weitestgehend auf den Nordpazifik zu übertragen sind.

Atlantik In der Abbildung 4.16 sind die einzelnen Umwandlungsterme des Experimentes ohne Grundstrom (Experiment Nr.2) zu sehen. Deutlich zu erkennen ist, daß die Energiebilanzgleichung durch zwei Effekte beherrscht wird. Der Eintrag transienter kinetischer Energie durch das stochastische Windfeld wird hauptsächlich durch die Umwandlung in transiente potentielle Energie balanciert. Diese Tatsache ist nicht weiter bemerkenswert, da in der quasigeostrophischen Balance das Verhältnis von kinetischer zu potentieller Energie sehr viel kleiner als eins ist. Eine Abschätzung ergibt (Pedlosky, 1987):

$$\frac{E_{kin}}{E_{pot}} = O\left(\frac{R^2}{L^2}\right) \ll 1$$

R ist dabei der interne Rossby-Radius: $R = \frac{\sqrt{g'H_0}}{f}$. L ist die Längenskala der Bewegung. Für großskalige Phänomene ist der Quotient sehr viel kleiner als eins. Bezüglich der Größenordnung des Rossby-Radius sei hier auf den Abschnitt über die Wellendynamik hingewiesen. Wie nicht anders zu erwarten, spiegeln daher der Windschub und das Adjustment die räumliche Struktur des stochastischen Windfeldes wider. Alle weiteren Terme spielen aufgrund ihrer Größenordnung nur eine untergeordnete Rolle. Sie sind um 3–4 Ordnungen kleiner als die dominanten Terme. Aufgrund der vernachlässigbaren mittleren Strömung treten die advektiven Effekte und die barotrope Umwandlung nicht in Erscheinung. Der Beitrag des

horizontalen Austausches ist erwartungsgemäß sehr klein. Auch der dissipative Effekt der Grenzschichtreibung ist sehr schwach ausgeprägt.

In Anwesenheit einer mittleren Strömung (Experiment Nr.1) ergibt sich ein differenzierteres Bild der Energiebilanz (Abbildung 4.17). Aufgrund der Abhängigkeit vom Grundstrom bekommt die Grenzschichtreibung eine größere Bedeutung. Der Eintrag von transienter kinetischer Energie durch das stochastische Windfeld wird nun ungefähr zu drei Vierteln durch das Adjustment und zu einem Viertel durch die Grenzschichtreibung balanciert. Der Energieeintrag durch den Windschub ist dabei approximativ um den Faktor 1.5–2 größer. Das ist ein Hinweis auf ein verändertes zeitliches Verhalten des transienten ozeanischen Bewegungsfeldes. Des weiteren hat die Bedeutung der advektiven Effekte und der barotropen Umwandlung zugenommen. In diesen Termen sind nun deutlich räumliche Strukturen auszumachen. Außerdem hat die Größenordnung dieser Terme um den Faktor 100 zugenommen. Sie sind damit aber immer noch 1–2 Ordnungen kleiner, als die schon diskutierten Terme, welche die Energiebilanz beherrschen. Die Advektion von transienter kinetischer Energie ist deutlich negativ in Regionen mit starker ostwärts gerichteter Strömung, speziell im westlichen Bereich der Nordatlantikdrift. Nordöstlich davon ist ein positiver Effekt der Energieadvektion zu sehen. Die barotrope Umwandlung leistet im Zentrum des subpolaren Wirbels einen positiven Beitrag zur Energiebilanz der transienten kinetischen Energie. Diese Region ist durch starke Gradienten des mittleren Geschwindigkeitsfeldes gekennzeichnet. Südöstlich davon ist ein etwas schwächer ausgeprägter Bereich negativer Beiträge zur Energiebilanz zu erkennen.

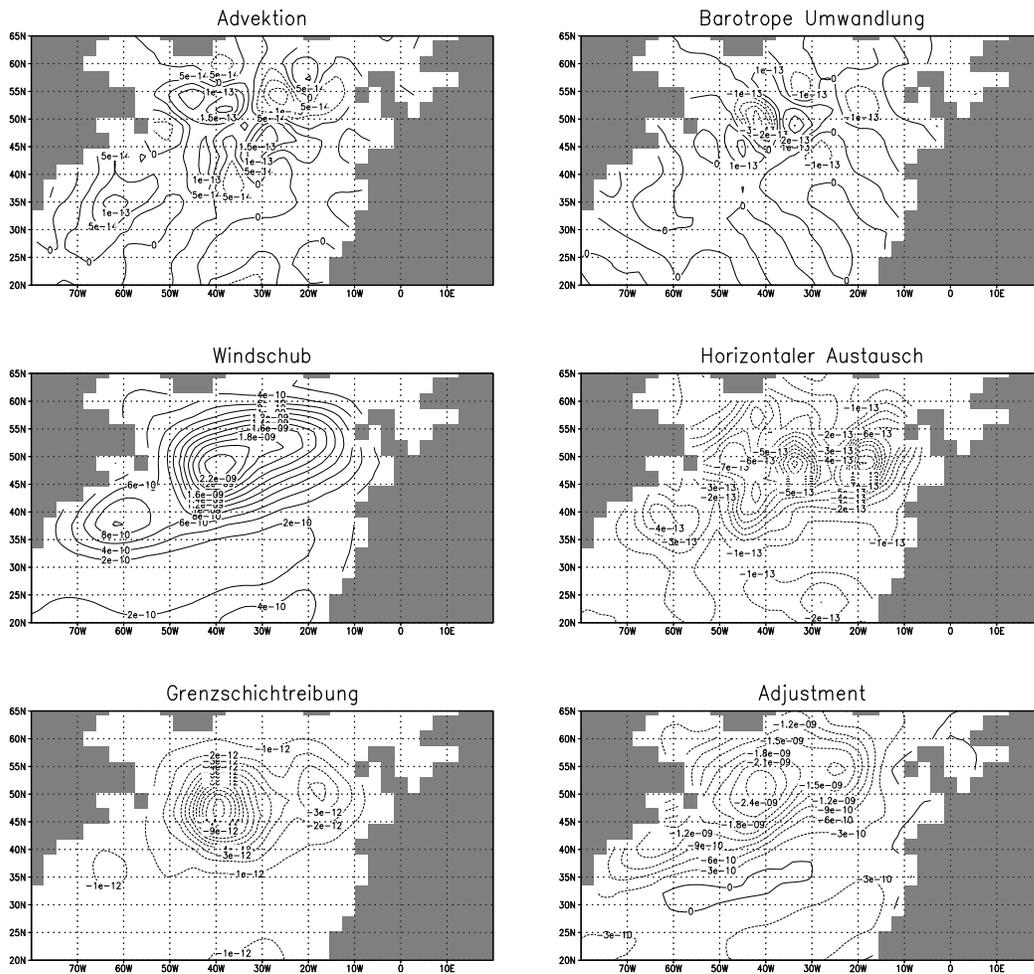


Abbildung 4.16: Energieflußterme der Gleichung für die zeitlich gemittelte transiente kinetische Energie (3.14); Experiment Nr.2 (ohne Grundstrom). Energieflüsse sind in $J/(kg s)$ dargestellt.

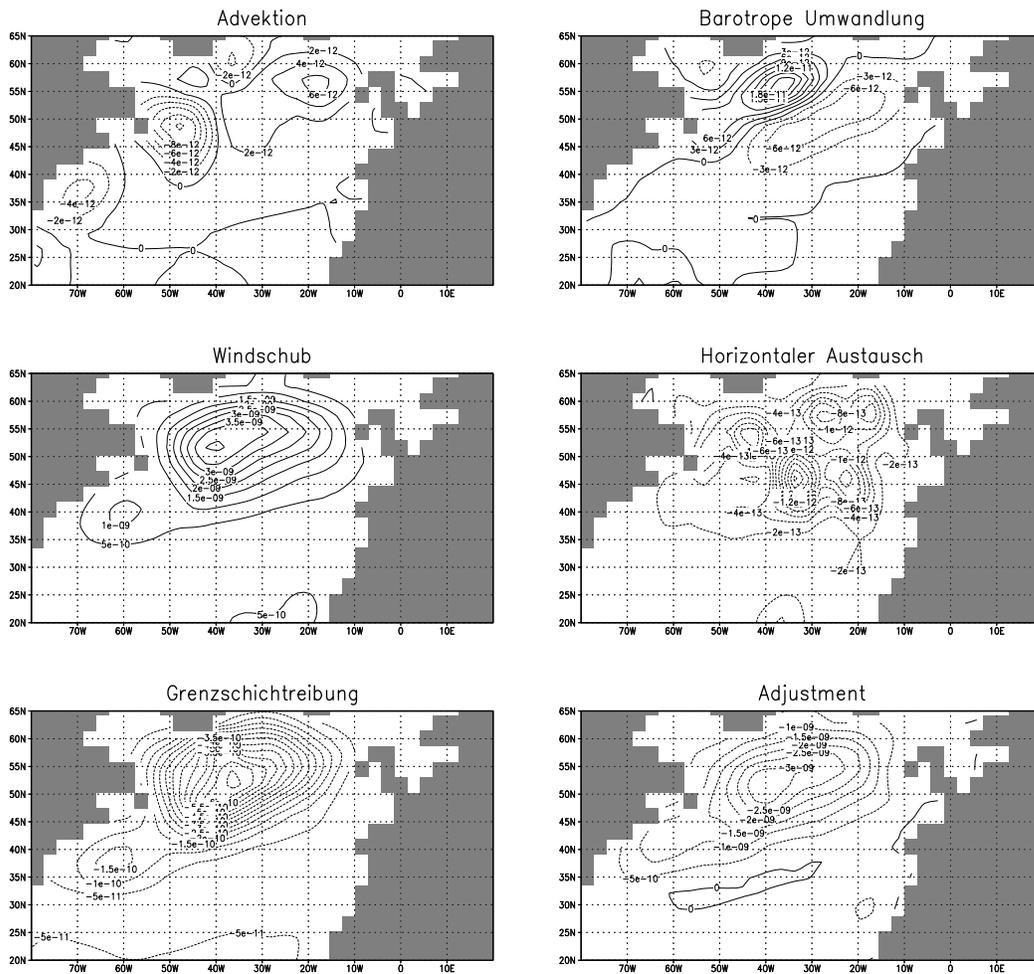


Abbildung 4.17: Energieflußterme der Gleichung für die zeitlich gemittelte transiente kinetische Energie (3.14); Experiment Nr.1 (mit Grundstrom). Energieflüsse sind in $J/(kg s)$ dargestellt.

Wellendynamik

Das linearisierte Reduced-Gravity-Modell ohne Grundstrom erlaubt das Auftreten von unterschiedlichen Wellenarten. Ein wichtiges Unterscheidungsmerkmal ist die Art der rücktreibenden Kraft, welche ein aus der Ruhelage entferntes Fluidelement in die Ausgangslage zurücktreibt. Dabei schießt das Fluidelement aufgrund seiner Trägheit im allgemeinen über die Ausgangslage hinaus, was die Oszillation ermöglicht. Als rücktreibende Kräfte sind in dem verwendeten Modell die Schwerkraft, die Corioliskraft und der β -Effekt von Bedeutung. Als durch die Corioliskraft modifizierte Schwerewellen treten unter anderen freie ebene Wellen mit der Dispersionsrelation $\omega^2 = f^2 + C_0^2 k^2$ auf, welche als Sverdrup-Wellen bezeichnet werden. k ist dabei die Wellenzahl und $C_0 = \sqrt{g'H_0}$. Ein weiterer wichtiger Vertreter in der Klasse der durch die Corioliskraft modifizierter Schwerewellen ist die Kelvin-Welle. Sie tritt als Randwelle und als äquatoriale Welle auf. Ihre Phasengeschwindigkeit ist $C_0 = \sqrt{g'H_0}$.

Bedingt durch meridionale Abhängigkeit des Coriolisparameters f treten als weitere Klasse die planetarischen Rossby-Wellen auf. Aus der quasigestrophischen Approximation ergibt sich folgende Dispersionsrelation:

$$\omega = \frac{-\beta k}{k^2 + l^2 + R^{-2}} \quad (4.1)$$

Die ostwärts gerichtete Komponente der Gruppengeschwindigkeit ist dann:

$$C_{gx} = \frac{\partial \omega}{\partial k} = \beta \frac{(k^2 - l^2 - R^{-2})}{(k^2 + l^2 + R^{-2})^2} \quad (4.2)$$

k ist dabei die zonale Wellenzahl, l die meridionale Wellenzahl und R der interne Rossby-Radius:

$$R = \frac{\sqrt{g'H_0}}{f} = \frac{C_0}{f} \quad (4.3)$$

In mittleren Breiten ist $R = O(10^4 \text{ m})$. Für Wellenlängen λ größer als $O(10^6 \text{ m})$, also großskalige Phänomene, wird die zonale Komponente der Gruppengeschwindigkeit approximativ $C_{gx} = -\beta R^2$. Die zonale Phasengeschwindigkeit ist dann ebenfalls $C_x = -\beta R^2$. Zonal wandernde Rossby-Wellen sind bei großen Wellenlängen also nicht dispersiv: Phasen- und Gruppengeschwindigkeit sind nach Westen gerichtet und identisch. Nach Osten wandernde Wellengruppen haben im Gegensatz dazu sehr viel kürzere Wellenlängen und kleinere Gruppengeschwindigkeiten, als die nach Westen wandernden. Die Wellenlängen solcher Phänomene liegen in der Größenordnung $\lambda = O(10^5 \text{ m})$. Es wird deshalb angenommen, daß diese kurzen Wellen keinen nennenswerten Einfluß auf die großskalige interdekadische Variabilität im Ozean haben. Sie spielen allerdings bei der Formierung der westlichen Randströme eine wichtige Rolle.

Der Begriff der Rossby-Welle kann noch verallgemeinert werden. Bisher wurde angenommen, daß sich der Coriolisparameter f meridional verändert. Allgemein ist es nicht die meridionale Abhängigkeit von f , welche eine Rossby-Welle ermöglicht, sondern die horizontale Veränderlichkeit der Größe $\frac{f}{H}$. Wellen, die durch die räumliche Änderung der Schichtdicke H ermöglicht werden, bezeichnet man als topographische Rossby-Wellen. In dem Reduced-Gravity-Modell wird die Schichtdicke stark durch den Einfluß der mittleren Strömung bestimmt. Im Gegensatz zu einem barotropen Modell hat in dem Reduced-Gravity-Modell der Grundstrom nicht nur eine hauptsächlich advektive Wirkung auf die Rossby-Wellen. Die mittlere Strömung hat über die Größe $\frac{f}{H}$ auch einen starken Einfluß auf die Vorticitybalance, welcher in dem barotropen Modell sehr viel schwächer ist. Dieser Einfluß eines Grundstromes hängt allerdings stark von der betrachteten Wellenlänge ab. Als Beispiel sei die Dispersionsrelation einer baroklinen Rossby-Welle in einem zonalen Grundstrom der Geschwindigkeit U betrachtet, wobei alle weiteren Bezeichnungen beibehalten werden:

$$\omega = \frac{k[U(k^2 + l^2) - \beta]}{k^2 + l^2 + R^{-2}} \quad (4.4)$$

Der Faktor $[U(k^2 + l^2) - \beta]$ im Zähler wird für Wellenlängen $\lambda \geq O(10^6 m)$ und Geschwindigkeiten $U = O(10^{-1} m/s)$ zu $-\beta$. Für großskalige Rossby-Wellen spielt der zonale Grundstrom demnach keine Rolle. Erst für Wellenlängen kleiner als $1000 km$ macht sich der Effekt der Grundströmung bemerkbar.

Eine ausführliche Behandlung der ozeanischen Wellendynamik geben LeBlond und Mysak (1978) und Pedlosky (1987).

Den modifizierten Schwerewellen ist gemeinsam, daß sie relativ zu den Rossby-Wellen kleinere Zeitskalen haben. Sie haben im interdekadischen Periodenbereich vermutlich keinen nennenswerten Einfluß auf die großskalige ozeanische Variabilität. Es ist die Dynamik von Rossby-Wellen im Ozean, welche zu einem großen Teil das langperiodische Verhalten ozeanischer Zustandsgrößen und damit auch die Variabilität der Atmosphäre beeinflussen. Gerade großskalige barokline Rossby-Wellen des Ozeans sind vermutlich eine wichtige Ursache von Klimavariabilitäten mit Zeitskalen von Jahren bis zu Jahrzehnten.

Aus den im folgenden vorgestellten Abbildungen ist zu erkennen, daß das transiente Verhalten der ozeanischen Zirkulation deutlich durch Rossby-Wellen charakterisiert werden kann. Hauptmerkmal sind dabei die nicht dispersiven Wellen, welche durch große Wellenlängen gekennzeichnet sind. Der Einfluß der mittleren Strömung durch Vorticityadvektion und horizontale Variabilität der Schichtdicke H ist dementsprechend gering.

Atlantik In der Abbildung 4.18 ist ein Hovmöllerdiagramm der transienten Schichtdickenanomalie h' bei $50^\circ N$ im Atlantik zu sehen. Dargestellt ist das zweite Jahrhundert der Integration des Experimentes ohne Grundstrom (Experiment

Nr.2). Der Ausschnitt entspricht der Verbindungslinie zwischen Neufundland und den Britischen Inseln. Es sind deutlich nach Westen wandernde Wellen zu erkennen. Die Geschwindigkeit der Wellen im Modell entspricht nahezu der theoretisch vorhergesagten Geschwindigkeit nicht dispersiver barokliner Rossby-Wellen gemäß $C_x = C_{gx} = -\beta R^2$. Die Phasen- und Gruppengeschwindigkeit beträgt ungefähr $1.6 \cdot 10^{-2} \text{ m/s}$. Dementsprechend benötigt eine solche Welle approximativ 7 Jahre, um den Atlantik bei 50°N zu durchqueren. Ein Unterschied zwischen den beiden Experimenten ist in den Hovmöllerdiagrammen nur im westlichen Nordatlantik erkennbar. Im Bereich des Nordatlantikstromes ist ein Effekt der zonalen Strömung in Experiment Nr.1 (mit Grundstrom) zu erkennen (Abbildung 4.19). In der Zone zwischen 20°W und 50°W treten zeitweise stationäre Wellen auf, so z.B. in den Jahren 110, 145 und 165. Auch kommt es vor, daß in diesem Bereich einer relativ starken östlichen Strömung Rossby-Wellen nach Osten fortschreiten. Das ist z.B. in den Jahren 151, 180 und 192 der Fall. Der Charakter eines durch westwärts fortschreitende Wellen geprägten Ozeans bleibt aber erhalten.

Pazifik Ein Hovmöllerdiagramm für den Pazifik in Experiment Nr.2 (ohne Grundstrom) ist in der Abbildung 4.20 dargestellt, allerdings bei 45°N , was der Verbindungslinie Nord-Japan und den nördlichen USA entspricht. Auch dort ist das zweite Jahrhundert der Integration zu sehen. Zu erkennen sind wieder nach Westen wandernde Wellen. Die Geschwindigkeit der Wellen im Modell entspricht auch dort gut der theoretisch vorhergesagten Geschwindigkeit der langen baroklinen Rossby-Wellen. Bei 45°N ist die Phasen- und Gruppengeschwindigkeit aufgrund des etwas stärkeren β -Effektes geringfügig größer, nämlich approximativ $2.2 \cdot 10^{-2} \text{ m/s}$. Die Zeit, welche eine solche Welle benötigt, um den Pazifik bei 45°N zu durchqueren, beträgt also ungefähr 10 Jahre. Im Nordpazifik ist kein grundsätzlicher Unterschied zwischen den beiden Experimenten in den Hovmöllerdiagrammen zu erkennen. Auf eine entsprechende Abbildung wird daher verzichtet.

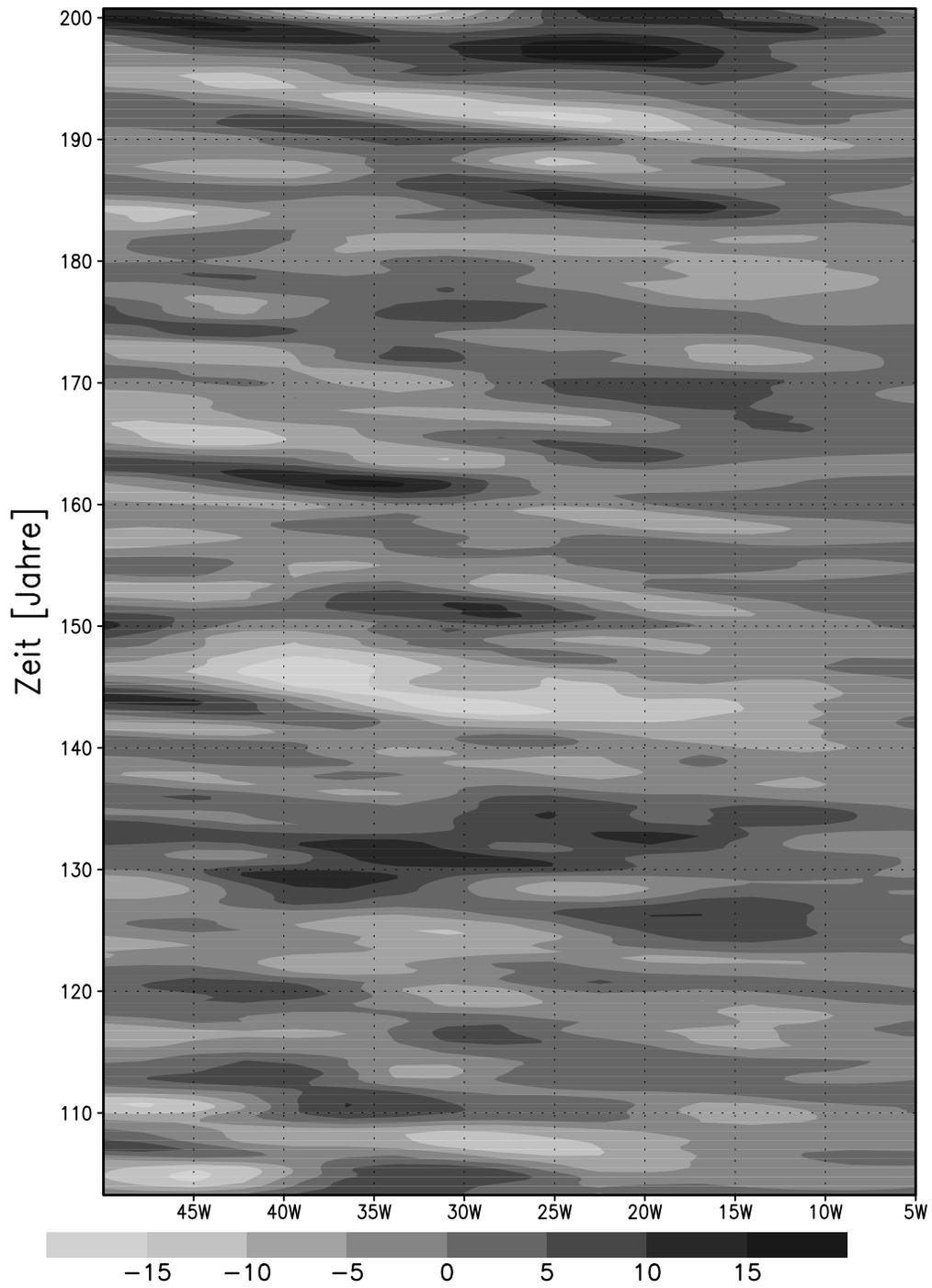


Abbildung 4.18: Hovmöllerdiagramm der transienten Schichtdickenanomalie h' bei 50°N im Atlantik in m ; Experiment Nr.2 (ohne Grundstrom). Die Daten sind mit einem laufenden Mittel über 4 Jahre gefiltert.

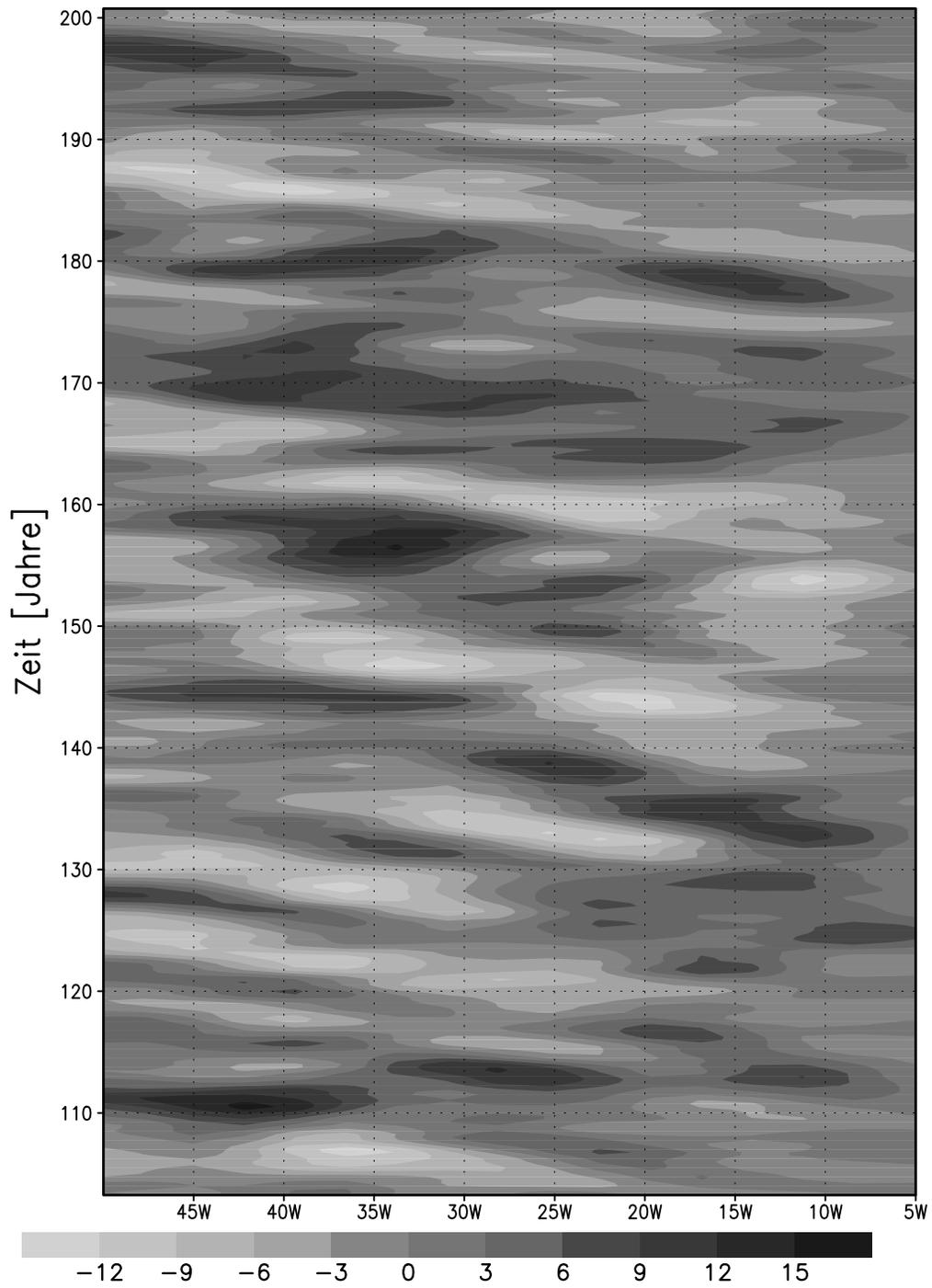


Abbildung 4.19: Hovmöllerdiagramm der transienten Schichtdickenanomalie h' bei 50°N im Atlantik in m ; Experiment Nr.1 (mit Grundstrom). Die Daten sind mit einem laufenden Mittel über 4 Jahre gefiltert.

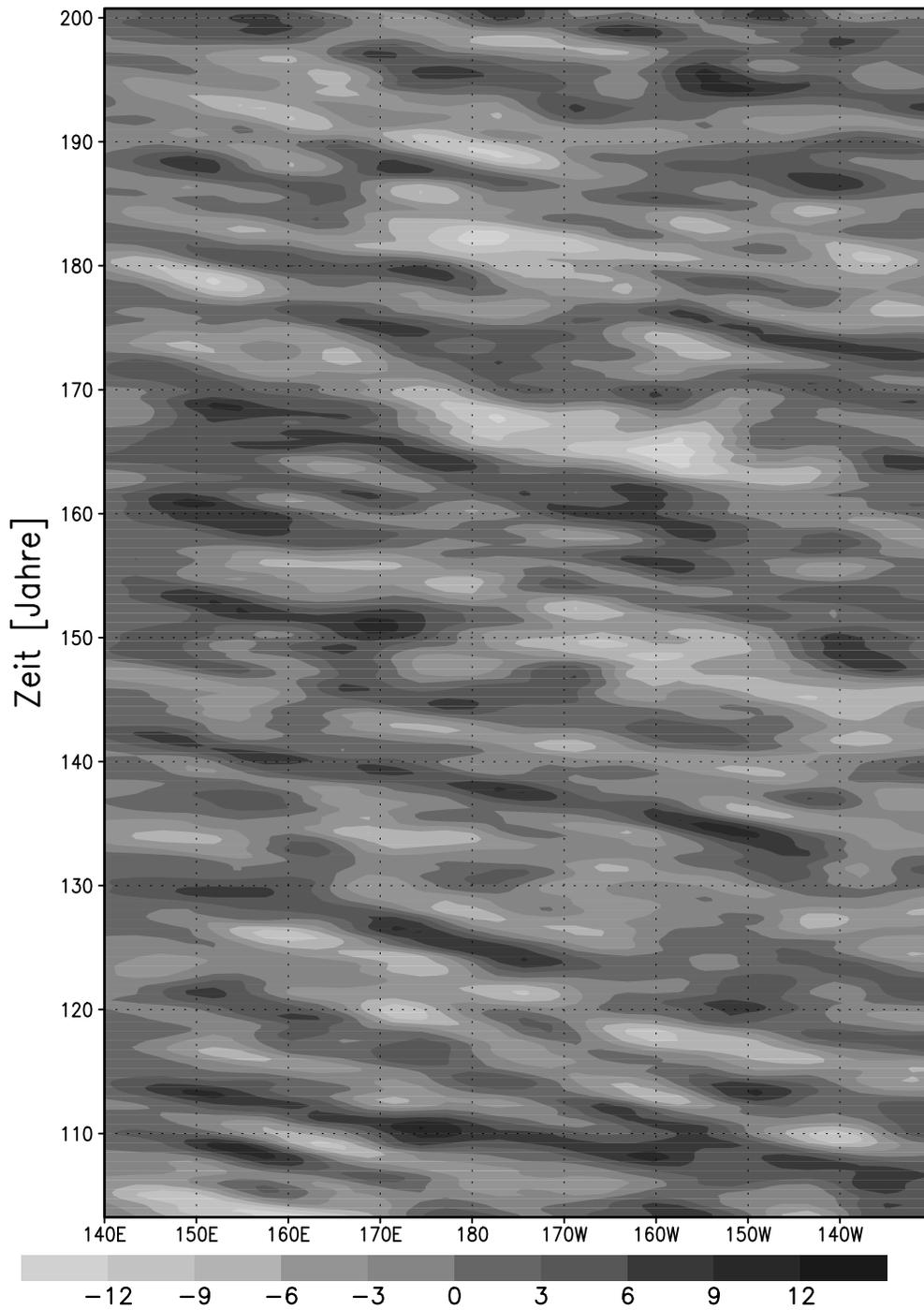


Abbildung 4.20: Hovmöllerdiagramm der transienten Schichtdickenanomalie h' bei 45°N im Pazifik in m ; Experiment Nr.2 (ohne Grundstrom). Die Daten sind mit einem laufenden Mittel über 4 Jahre gefiltert.

4.3 Interpretation

In dem vorigen Abschnitt über die Phänomenologie der Ergebnisse ist gezeigt worden, daß auch ein einfach gehaltenes Modell der windgetriebenen Ozeanzirkulation ein relativ komplexes dynamisches Verhalten aufweist. Die Phänomenologie zusammenfassend, läßt sich an dieser Stelle folgendes über die bisher durchgeführten Experimente mit dem verwendeten Reduced-Gravity-Modell feststellen:

- Das Modell reproduziert in beiden Experimenten das in der Realität beobachtete rote Spektrum ozeanischer Zustandsgrößen (Wunsch, 1992). Dieses Verhalten wird auch durch die Theorie von Hasselmann (1976) vorausgesagt.
- Unabhängig vom Grundstrom erscheint in den Spektren der mittleren Energiedichte des Nordatlantiks immer ein Peak im Periodenbereich von 14 Jahren. Ohne Grundstrom tritt dieser relativ schwach und isoliert von umliegenden Perioden auf. Mit Grundstrom kommt es im Periodenbereich von 10–16 Jahren zu mehreren spektralen Peaks, welche deutlich über dem 95%-Vertrauensniveau liegen. Der Grundstrom hebt die Varianz der mittleren Energiedichte des Nordatlantiks in dem genannten Periodenbereich merklich an. Im Nordpazifik ist ein vergleichbares Verhalten nicht zu beobachten.
- Die zeitlich gemittelte Energetik der transienten kinetischen Energie ist abhängig von der mittleren Strömung, wird durch diese aber nicht dominiert.
- Das transiente Verhalten des Nordatlantiks und des Nordpazifiks wird durch die Dynamik von langen Rossby-Wellen beherrscht. Diese Wellen werden nicht entscheidend durch den Grundstrom beeinflusst.

Es stellt sich nun die Frage nach der Ursache der signifikanten interdekadischen Variabilität im Bereich von 10–16 Jahren in dem verwendeten Modell, wobei damit der Effekt im Nordatlantik gemeint ist. Dabei muß, wie die Experimente gezeigt haben, unterschieden werden zwischen dem Einfluß des isolierten stochastischen Windschubes (Experiment Nr.2) und dem Einfluß des mittleren Windschubes (Experiment Nr.1). Zu diesem Zweck wird die zeitliche Entwicklung einzelner Energieflußterme in der Gleichung (3.13) untersucht, welche äquivalent zu den transienten Energieinhalten (3.19) und (3.20) über das nordatlantische Becken integriert werden. Dem zugrunde liegt die Überlegung, daß die Variabilität der transienten Energieanteile mit den Energieflüssen korreliert sein muß. Im einfachsten Fall ist es nur ein Term, welcher für die beobachtete Variabilität verantwortlich ist. Im Rahmen der vorliegenden Untersuchung wird nur diese einfache Hypothese verfolgt. Die mögliche Kombination mehrerer Umwandlungsterme ist a priori nicht ausgeschlossen, wird aber an dieser Stelle nicht weiter

verfolgt. Dabei stellt sich zuallererst die Frage, welche Terme allein vermutlich nicht in der Lage sind, die beobachtete Variabilität zu verantworten. Dabei geht noch keine Annahme oder Beobachtung über die Größenordnung der Terme in die Überlegungen ein.

Im Beckenmittel über den subtropischen und subpolaren Wirbel des Nordatlantiks können die advektiven Terme keinen nennenswerten Beitrag leisten, da in der quasigeostrophischen Approximation die Integrale dieser Terme in guter Näherung verschwinden. Dabei wird der Fluß über die Grenze des offenen Integrationsgebietes (10°N) vernachlässigt. Die Grenzschichtreibung kann keine Rolle spielen, da sie immer Energie aus dem System dissipiert und damit allein kein oszillatorisches Verhalten auslösen kann. Von dem horizontalen Austausch wird das gleiche angenommen, da dieser Term im zeitlichen Mittel negativ zur Energiebilanz beiträgt. Auch der Prozeß des Geostrophic-Adjustments kann keinen Einfluß auf das transiente Verhalten des Systems haben, da die Dynamik in guter Näherung quasigeostrophisch ist. Von dem Energieeintrag durch den stochastischen Windschub wird ebenfalls angenommen, daß er vornehmlich ein positives Vorzeichen hat. Auch diese Annahme stützt sich auf den zeitlich gemittelten Einfluß des stochastischen Windschubes, welcher positiv zur Energiebilanz beiträgt.

Als mögliche Auslöser der beobachteten Variabilität bleiben nur zwei Effekte übrig, deren Vorzeichen in integrierter Form nicht a priori festzustellen ist: die barotrope Umwandlung und der Reynolds-Term. Diese beiden Energieflußterme werden im weiteren näher untersucht.

Zeitliche Entwicklung der Energieflüsse

Um einen möglichen Zusammenhang zwischen den transienten Energiedichten und den Effekten der barotropen Umwandlung und des Reynolds-Termes zu untersuchen, werden Kreuzspektren der entsprechenden Zeitreihen berechnet. Die Zeitreihen werden dabei auf eine einheitliche Standardabweichung von 1 normiert, da die Größenordnungen der Terme sehr unterschiedlich sind. Ansonsten werden die 900-jährigen Zeitreihen wie schon erwähnt behandelt: 10 Blöcke zu jeweils 90 Jahren.

In den Abbildungen 4.21 und 4.22 sind die Kreuzspektren der transienten kinetischen Energiedichte und der barotropen Umwandlung beider Experimente zu sehen. Man beachte, daß die Periode in Monaten dargestellt ist. In dem Bereich von 100–200 Monaten (ungefähr 8–17 Jahre) ist in keinem der Experimente eine signifikante Kohärenz der transienten kinetischen Energiedichte mit der barotropen Umwandlung zu erkennen. Damit kann dieser Umwandlungsterm als alleinige Quelle der beobachteten Variabilität weitestgehend ausgeschlossen werden.

Interessanter stellen sich nun die Kreuzspektren der transienten Energiedichten und der entsprechenden Reynolds-Terme dar. In den Abbildungen 4.23 und 4.24 sind die Kreuzspektren der transienten potentiellen Energiedichte und des Reynolds-Termes beider Experimente zu sehen. Die Periode ist wieder in Monaten

dargestellt. Auffallend ist nun der Effekt der mittleren Strömung, also der Unterschied zwischen den beiden durchgeführten Experimenten. In dem Experiment ohne Grundstrom (Experiment Nr.2) ist im Bereich von 8–17 Jahren keine signifikante Kohärenz zwischen den Zeitreihen zu erkennen. Eine mittlere Strömung hebt die Kohärenz der potentiellen Energie und des Reynolds-Terms in dem Periodenbereich von 8–17 Jahren auf ein signifikantes Niveau an. Besonders die Periode von ungefähr 14 Jahren ist dabei interessant. In diesem Bereich zeigt sich, daß der Energieinhalt und der Umwandlungsterm eine Phasenlage von approximativ -90° haben. Das bedeutet, daß der Reynolds-Term dem Energieinhalt immer um 90° voraus ist. Ein identisches Verhalten zeigt die Periode von ungefähr 7 Jahren. Der Reynolds-Term ist also mit einer großen Wahrscheinlichkeit in der Lage, das Anwachsen der Varianz in Abhängigkeit vom Grundstrom zu verantworten. Um dieses Verhalten näher zu beleuchten, wird im folgenden eine Hypothese vorgestellt, welche die in diesem Modell beobachtete Variabilität zu erklären versucht.

Experiment Nr.2

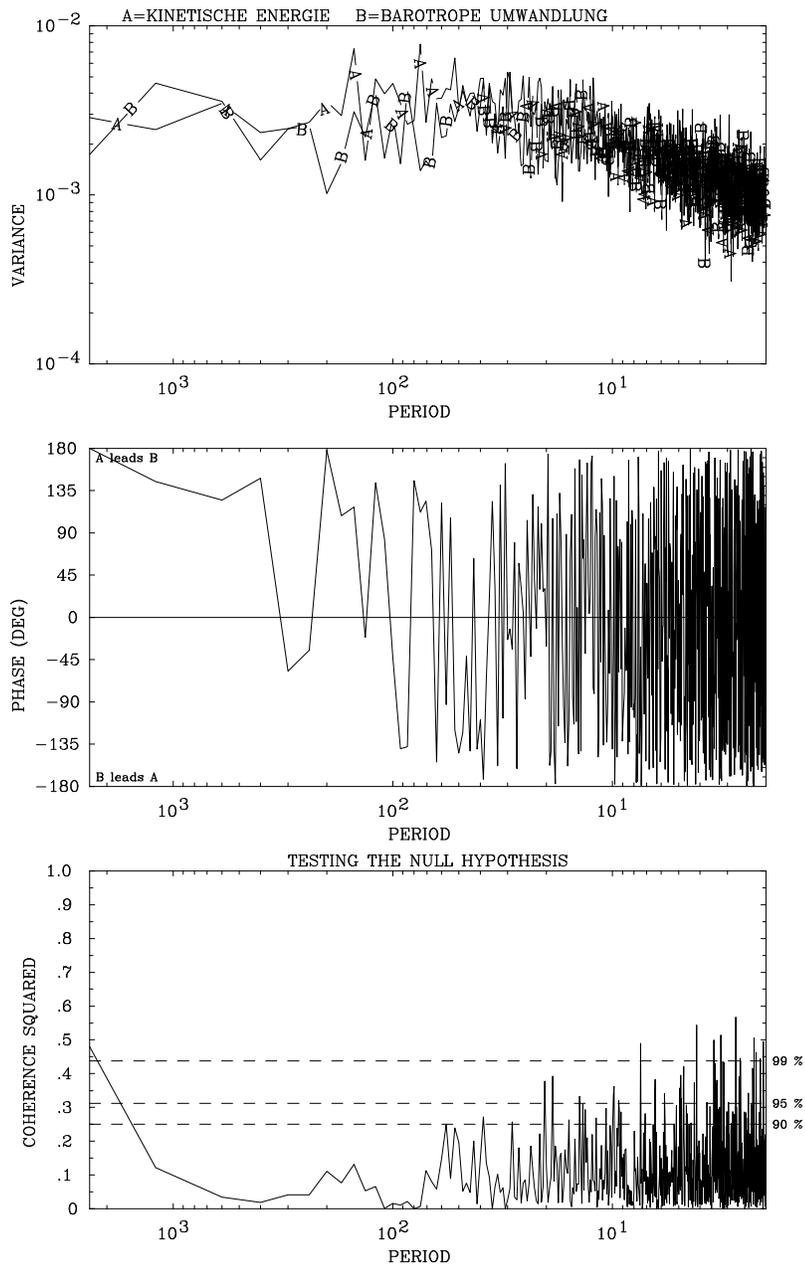


Abbildung 4.21: Kreuzspektrum der mittleren transienten Energiedichte und der mittleren barotropen Umwandlung des Nordatlantiks; Experiment Nr.2 (kein Grundstrom). Die Periode ist in Monaten dargestellt. Beide Zeitreihen sind auf eine Standardabweichung von 1 normiert.

Experiment Nr.1

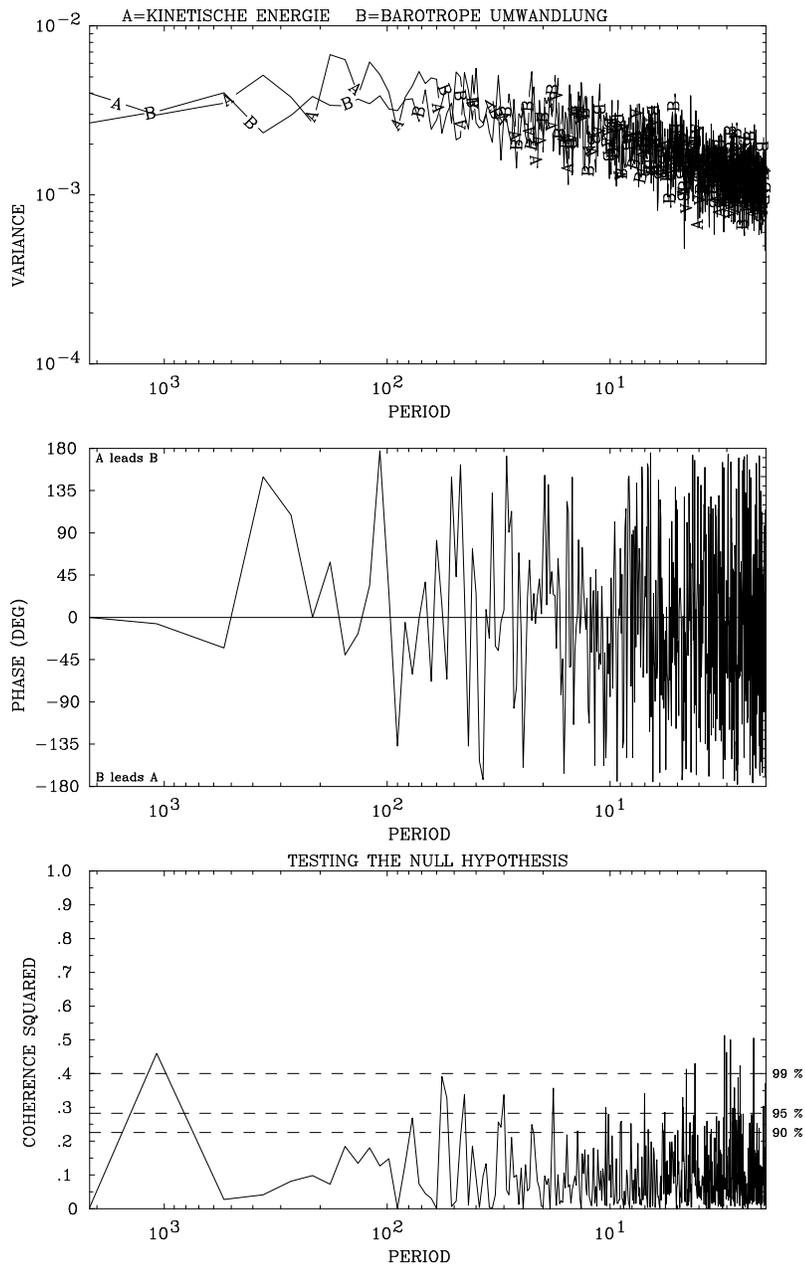


Abbildung 4.22: Kreuzspektrum der mittleren transienten Energiedichte und der mittleren barotropen Umwandlung des Nordatlantiks; Experiment Nr.1 (mit Grundstrom). Die Periode ist in Monaten dargestellt. Beide Zeitreihen sind auf eine Standardabweichung von 1 normiert.

Experiment Nr.2

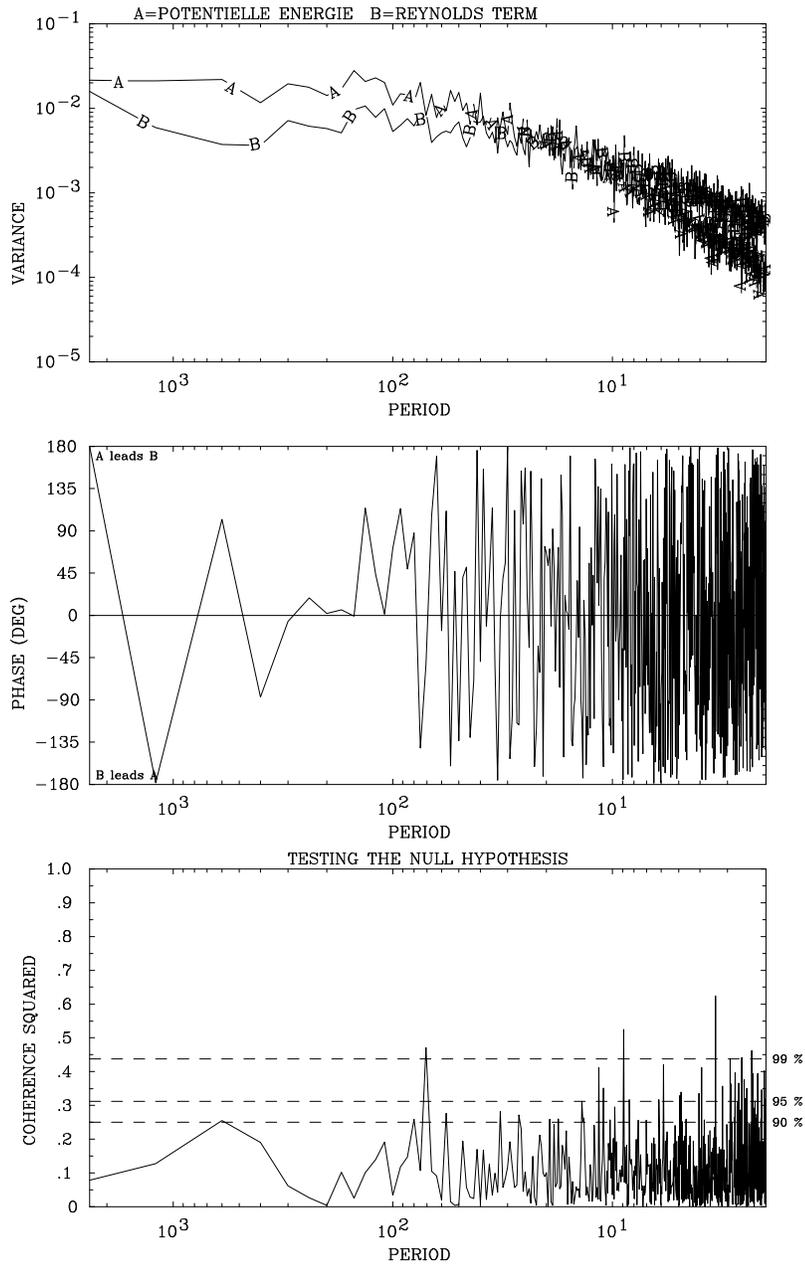


Abbildung 4.23: Kreuzspektrum der mittleren potentiellen Energiedichte und des mittleren Reynolds-Terms im Nordatlantik; Experiment Nr.2 (kein Grundstrom). Die Periode ist in Monaten dargestellt. Beide Zeitreihen sind auf eine Standardabweichung von 1 normiert.

Experiment Nr.1

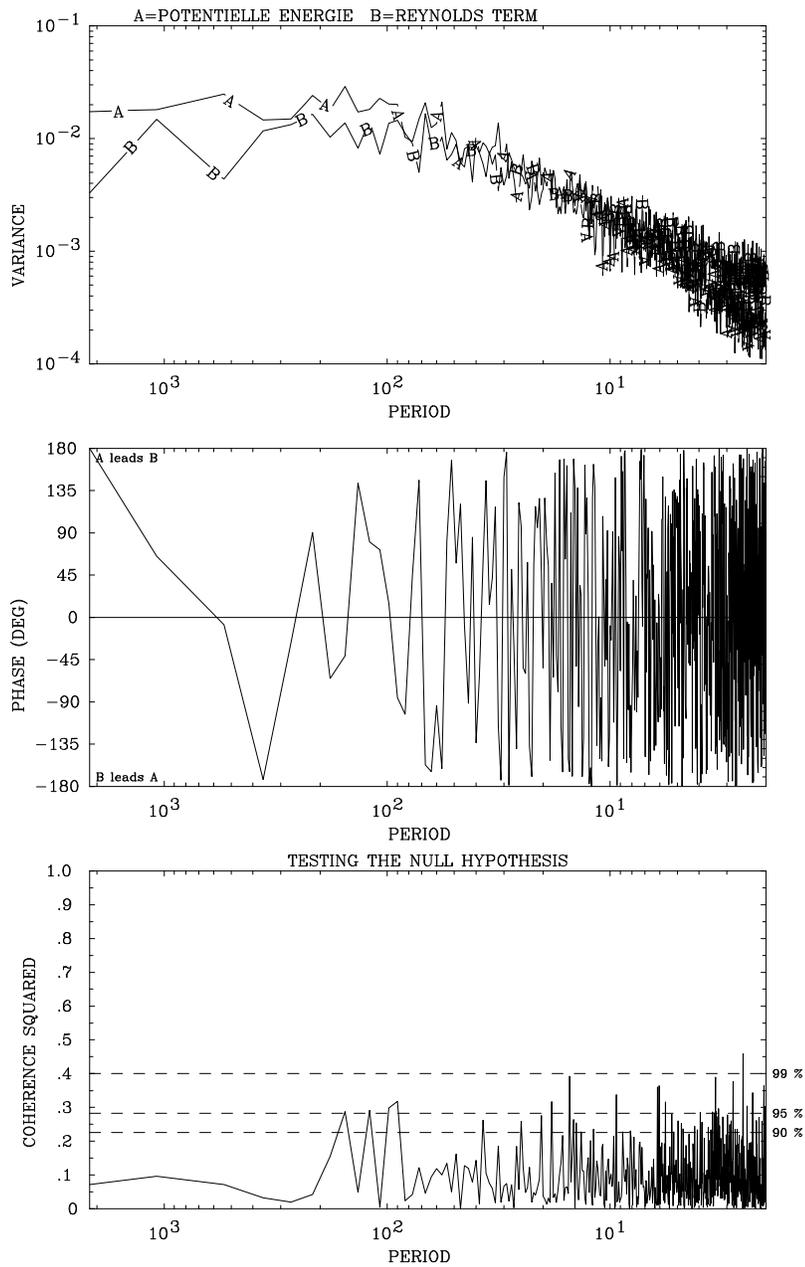


Abbildung 4.24: Kreuzspektrum der mittleren potentiellen Energiedichte und des mittleren Reynolds-Terms im Nordatlantik; Experiment Nr.2 (mit Grundstrom). Die Periode ist in Monaten dargestellt. Beide Zeitreihen sind auf eine Standardabweichung von 1 normiert.

Mechanismus der beobachteten Variabilität

Am Anfang dieses Abschnittes sei erwähnt, daß die folgenden Überlegungen keineswegs ausreichen, um eine experimentell und theoretische abgesicherte Theorie zu formulieren. Vielmehr handelt es sich um hypothetische Überlegungen, für die einige in dem Modell beobachteten Phänomene einen Hinweis darstellen. Um die Hypothese zu einer Theorie zu verfestigen, sind noch weitere experimentelle Bestätigungen notwendig, welche in dieser Arbeit nicht geliefert werden können. Die folgende Hypothese soll vielmehr einen Anlaß geben, weitere Experimente durchzuführen, welche die ozeanische interdekadische Variabilität in Abhängigkeit vom atmosphärischen Antrieb näher untersuchen.

Ausgangspunkt ist, daß der signifikante Anteil der beobachteten Varianz im Nordatlantik in den Periodenbereich fällt, welcher ungefähr der doppelten Zeit entspricht, welche eine lange Rossby-Welle benötigt, um den Nordatlantik zu durchqueren. Es liegt daher nahe, die Variabilität in einen Zusammenhang mit der Dynamik langer Rossby-Wellen zu setzen.

Die Hypothese lautet nun, daß lange Rossby-Wellen in eine räumliche Resonanz mit dem Reynolds-Impulsfluß treten. Die Amplitude der Welle wird dabei immer in einer speziellen räumlichen Phasenlage verstärkt oder abgeschwächt. Der Reynolds-Impulsfluß wird dabei zum einen durch die räumliche Struktur des stochastischen Windschubes beeinflusst, zum anderen durch den mittleren Windschub, also den Grundstrom. Der Einfluß des stochastischen Windschubes auf den Reynolds-Impulsfluß ist sofort erkennbar, da der Windschubterm als dominanter Antrieb des transienten Bewegungsfeldes dient, und damit die Gradienten der mittleren Geschwindigkeitskorrelationen mitbestimmt. Der Beitrag der mittleren Strömung zu den Gradienten der mittleren Geschwindigkeitskorrelationen geschieht auf zweierlei Weise. Zum einen über die Grenzschichtreibung, wie schon in einem vorigen Abschnitt erläutert. Zum anderen hängen die Gradienten der mittleren Geschwindigkeitskorrelationen von der Dynamik des vollständigen mittleren Bewegungsfeldes ab, wie aus den Gleichungen der mittleren Geschwindigkeiten (3.8) und (3.9) zu erkennen ist: Die Reynolds-Impulsflüsse sind direkt mit dem mittleren Bewegungsfeld verknüpft. Durch die Inhomogenität des stochastischen Antriebes sind die räumlichen Ableitungen der mittleren Geschwindigkeitskorrelationen ungleich null. Sie tragen damit zu Energiebilanz der transienten kinetischen Energie bei. Dieser Effekt ist unabhängig vom Grundstrom in beiden Experimenten vorhanden und wird als der dominante angenommen. Durch den Einfluß des Grundstromes kann die räumliche Struktur der mittleren Geschwindigkeitskorrelationen verändert werden, was sich in dem entsprechenden Energieflußterm widerspiegelt. Am stärksten wird nun die Welle verstärkt oder abgeschwächt, welche nahezu die Struktur des antreibenden Windfeldes hat. Das entspricht einer zonalen Wellenlänge von der doppelten zonalen Ausdehnung des Nordatlantiks im Bereich des subpolaren Wirbels (50°N), da das Windfeld die Skala dieses Wirbels hat. Unter der Annahme eines kontinuierlich nach Westen

wandernden Feldes solcher Rossby-Wellen tritt eine identische räumliche Phasenlage nach der doppelten Durchquerungszeit auf. Durch diese Hypothese kann man demnach die in beiden Experimenten beobachtete Periode von ungefähr 14 Jahren erklären. Der Effekt des Grundstromes ist allein der, daß durch diesen vermutlich die Gradienten der mittleren Geschwindigkeitskorrelationen verändert werden, was zu einer verstärkten Resonanz mit der Rossby-Welle führt. Kleinskalige Rossby-Wellen werden lokal durch den Reynolds-Impulsfluß auch beeinflusst. Im Beckenmittel summieren sich diese Effekte aber zu null, so daß nur Wellen mit Beckenskala im räumlichen Mittel einen Beitrag zur transienten Energetik liefern.

Um diese Überlegungen zu verifizieren, werden die transienten Schichtdickenanomalien des Experimentes mit Grundstrom (Experiment Nr.1) näher betrachtet. In der Abbildung 4.25 sind die transienten Schichtdickenanomalien einiger Phasen mit hoher Energie dargestellt. Die ausgewählten Jahre sind in der Abbildung 4.8 eindeutig als Phasen hoher Energie zu identifizieren. Zu erkennen ist, daß die Hochenergiephasen durch relativ großskalige Felder mit ausgeprägten Amplituden charakterisiert werden können. Zum Vergleich sind in der Abbildung 4.26 die entsprechenden Phasen niedriger Energie zu sehen. Dort sind die Amplituden deutlich kleiner und die räumlichen Strukturen kleinskaliger. In den Hochenergiephasen fällt mit einer Ausnahme auf, daß südöstlich von der Südspitze Grönlands immer eine mehr oder weniger räumlich ausgedehnte positive Anomalie auftritt. Die Ausnahme ist die Anomalie des Jahres 200, in welchem die erwähnte Struktur nicht zu erkennen ist. Besonders auffallend sind die Jahre 185 und 216, welche am deutlichsten eine Wellenlänge von der doppelten zonalen Beckenausdehnung im Bereich des subpolaren Wirbels haben.

Zur weiteren experimentellen Analyse der Hypothese von der räumlichen Resonanz langer Rossby-Wellen mit dem Reynolds-Impulsfluß wird ein zusätzliches Experiment durchgeführt. Dieses wird im folgenden als Experiment Nr.3 bezeichnet. Der Reynolds-Term stellt, wie schon erläutert, den Effekt des zeitlich gemittelten Impulsflusses dar, welcher durch die räumliche Inhomogenität des transienten Bewegungsfeldes induziert wird. Fehlt diese Inhomogenität, so verschwinden die Reynolds-Impulsflüsse, und die resonante Wechselwirkung mit der Rossby-Welle kann nicht auftreten. In dem zusätzlichen Experiment wird die räumliche Inhomogenität des transienten Bewegungsfeldes dadurch vermieden, daß der Ozean nur durch ein räumlich homogenes stochastisches Windfeld angetrieben wird. In der Nomenklatur der Gleichungen (2.34), (2.35) und (2.36) bedeutet dies, daß der mittlere Anteil des Windschubes $\overline{\tau'_W}$ gleich null gesetzt wird und der stochastische Anteil τ'_W nur durch das weiße Rauschen $\eta(t)$ parametrisiert ist. Die Varianz des weißen Rauschens ist dabei so gewählt, daß auch in niedrigen Breiten eine Variabilität äquivalent den mittleren und hohen Breiten vorhanden ist. Die Variabilität der äquatorialen und subtropischen Regionen wird damit unrealistisch überbewertet. In solch einer experimentellen Anordnung verschwindet die räumliche Inhomogenität des transienten Bewegungsfel-

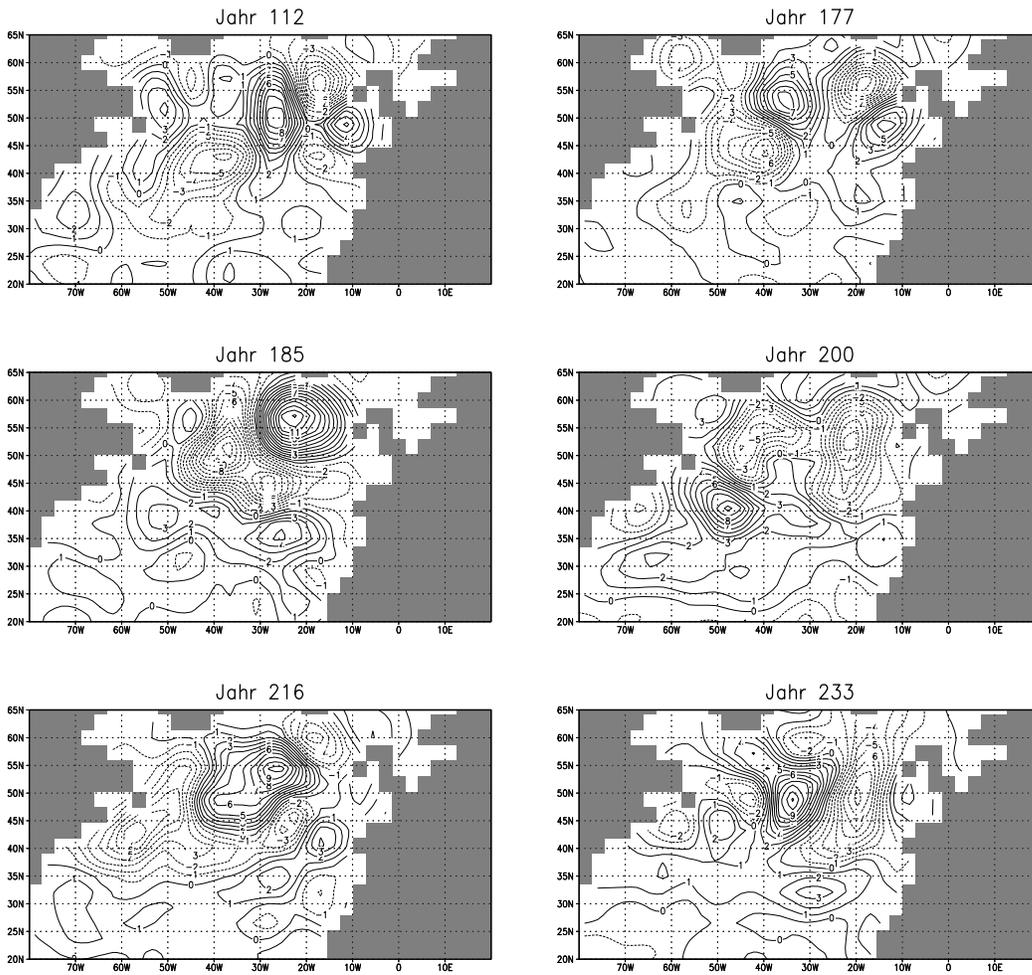


Abbildung 4.25: Transiente Schichtdickenanomalie h' in m ; Experiment Nr.1 (mit Grundstrom). Dargestellt sind einige Hochenergiephasen des zweiten und dritten Jahrhunderts. Die Daten sind mit einem laufenden Mittel über 4 Jahre gefiltert.

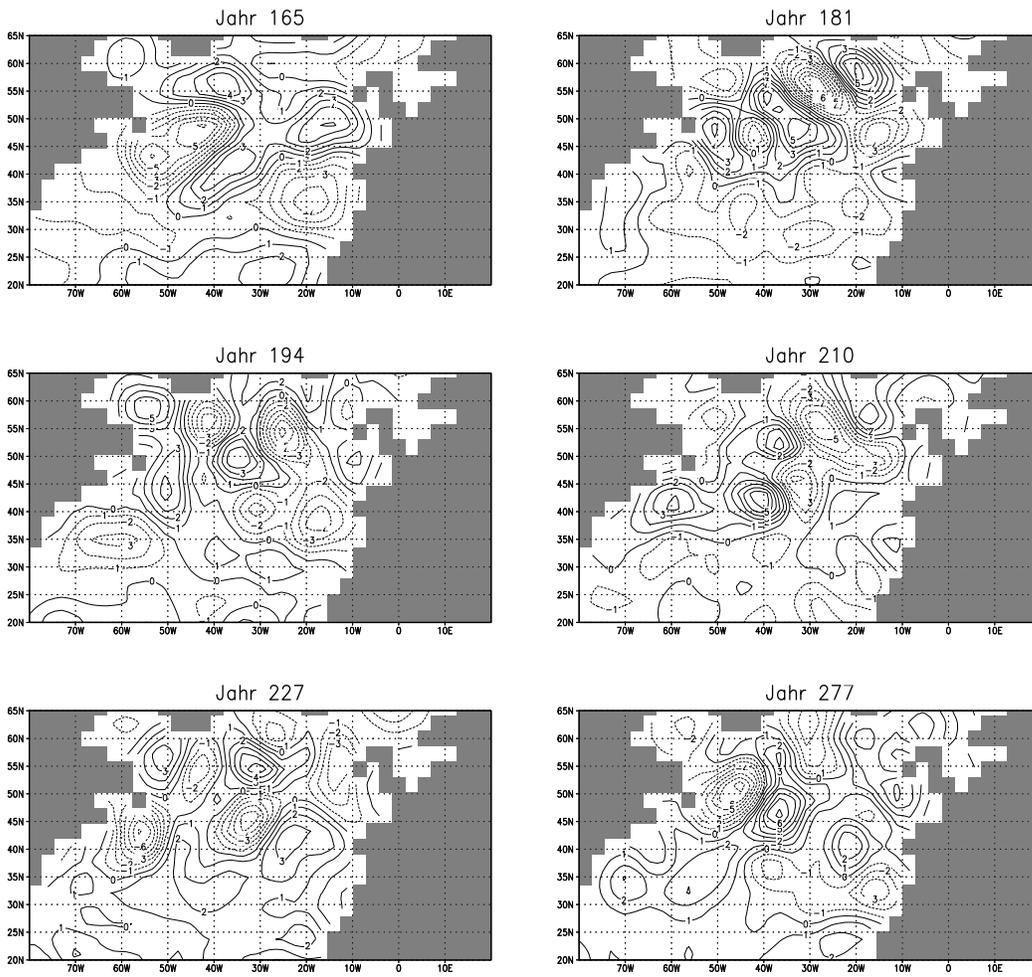


Abbildung 4.26: Transiente Schichtdickenanomalie h' in m ; Experiment Nr.1 (mit Grundstrom). Dargestellt sind einige Niedrigenergiephasen des zweiten und dritten Jahrhunderts. Die Daten sind mit einem laufenden Mittel über 4 Jahre gefiltert.

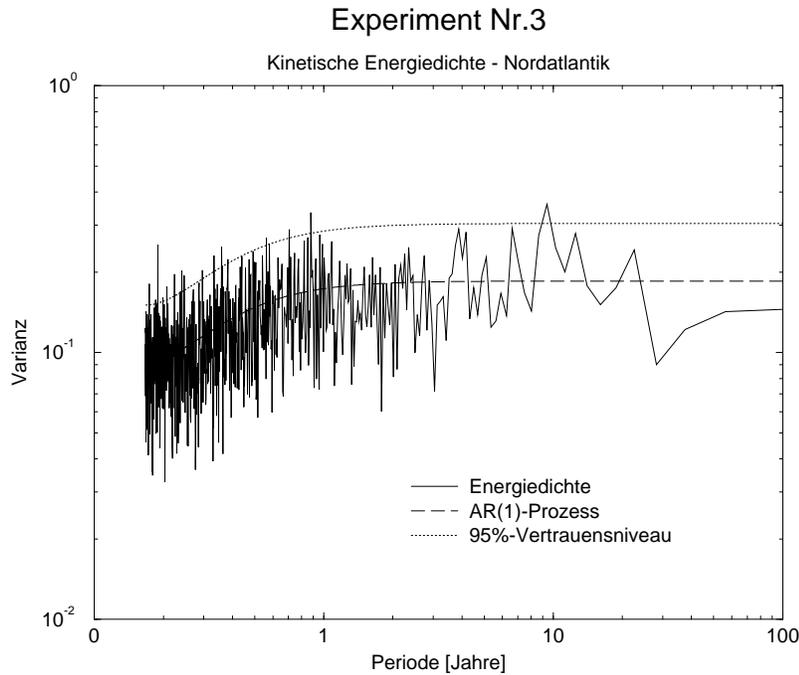


Abbildung 4.27: Varianzspektrum der Zeitreihe der mittleren transienten kinetischen Energiedichte im Nordatlantik ($10^{\circ}\text{N}-70^{\circ}\text{N}$); Experiment Nr.3 (räumlich homogenes weißes Rauschen). Die Varianz ist in $(J^2 \text{ yr})/m^4$ dargestellt.

des. Gemäß des vorgeschlagenen Mechanismus dürfte eine signifikant angehobene Varianz des Energieinhaltes im Nordatlantik, im Periodenbereich von ungefähr 14 Jahren, nicht mehr auftreten. Vielmehr müßte das Spektrum einen nahezu roten Charakter ohne signifikante Peaks im interessierenden Periodenbereich aufweisen (Hasselmann, 1976).

Das Varianzspektrum der transienten kinetischen Energiedichte im Nordatlantik des soeben erläuterten Experimentes Nr.3, ist in der Abbildung 4.27 zu sehen. Wie theoretisch begründet, zeigt das Spektrum keine signifikanten Peaks im Bereich von approximativ 14 Jahren. Das ist ein weiterer Hinweis darauf, daß die vorgestellte Hypothese der resonanten Wechselwirkung zwischen einer langen Rossby-Welle und der Reynolds-Impulsflüsse einen Beitrag zur interdekadischen Variabilität liefern kann.

Des weiteren läßt sich durch die vorgeschlagene Hypothese erklären, warum im Nordpazifik kein zum Nordatlantik vergleichbarer Effekt zu beobachten ist. Der vorgestellte Resonanzeffekt setzt die gleiche räumliche Struktur der Reynolds-Impulsflüsse und der Rossby-Welle voraus. Im Nordatlantik ist dies genau der Fall, da das Windfeld und das Becken vergleichbare Strukturen haben: Das mittlere und das stochastische Windfeld haben beide Beckenskala. Durch diese Stru-

kur wird gerade die zur Resonanz erforderliche Rossby-Welle mit einer zonalen Wellenlänge von etwa der doppelten Beckenbreite bevorzugt angeregt. Im Nordpazifik ist das mittlere und stochastische Windfeld dagegen eher räumlich zweigeteilt: Ein Maximum befindet sich im Westen des Beckens, das andere im Osten. Diese Anordnung verhindert die bevorzugte Anregung von Rossby-Wellen mit der entsprechenden Wellenlänge. Im Nordpazifik ist daher im Rahmen des vorgeschlagenen Mechanismus eine Resonanz nicht zu erwarten.

Kapitel 5

Diskussion und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wird ein vereinfachtes Ozeanmodell verwendet, um die Variabilität der windgetriebenen nordatlantischen und nordpazifischen Zirkulation zu untersuchen. Im Vordergrund steht dabei der interdekadische Periodenbereich. Der Ozean wird durch ein windgetriebenes Reduced-Gravity-Modell approximiert. Der atmosphärische Antrieb ist so gewählt, daß zum einen der mittlere Windschub modelliert wird. Dieser treibt die großskaligen ozeanischen Wirbel an. Um der atmosphärischen Variabilität Rechnung zu tragen, findet zum anderen auch ein stochastischer Anteil am Windfeld Verwendung.

Es werden drei Experimente durchgeführt, um den Einfluß des Windschubes auf die ozeanische Variabilität zu untersuchen. Experiment Nr.1 verwendet neben dem mittleren Windfeld einen räumlich inhomogenen stochastischen Windschub. Der stochastische Anteil des Windschubes ist dabei so gewählt, daß die räumliche Struktur der atmosphärischen Variabilität parametrisiert wird. Experiment Nr.1 ist damit der Realität am nächsten. Experiment Nr.2 benutzt nur das räumlich inhomogene stochastische Windfeld. Durch einen Vergleich dieser beiden Experimente läßt sich der Einfluß der mittleren Strömung analysieren. Experiment Nr.3 verwendet als Antrieb ein räumlich homogenes weißes Rauschen, vernachlässigt also die hauptsächlich meridionale Abhängigkeit der atmosphärischen Variabilität. Dieses Experiment dient dazu, die Rolle des inhomogenen stochastischen Antriebes zu verdeutlichen.

Es werden vornehmlich die Zeitreihen der Beckenintegrale transienter Energieinhalte analysiert und mit den integrierten Umwandlungstermen der Gleichung für die transiente kinetische Energie verglichen. Des weiteren wird die Wellendynamik des Modelles näher betrachtet. Die Analyse der zeitliche gemittelten Gleichung der transienten kinetischen Energie wird durchgeführt, erweist sich aber als nicht sehr nützlich.

Die Phänomenologie der Experimente läßt sich folgendermaßen zusammenfassen:

- Das Modell reproduziert in allen Experimenten das in der Realität beobach-

tete rote Spektrum ozeanischer Zustandsgrößen.

- Das transiente Verhalten des Nordatlantiks und des Nordpazifiks wird durch die Dynamik langer Rossby-Wellen beherrscht.
- Die Inhomogenität des stochastischen Windschubes bewirkt im nordatlantischen Beckenmittel eine signifikante Anhebung der Varianz der Energieinhalte im Periodenbereich von etwa 14 Jahren. Ein zusätzlicher Grundstrom verstärkt die signifikante Anhebung der Varianz deutlich im Periodenbereich von 10–16 Jahren. Im Nordpazifik ist ein derartiger Effekt nicht zu beobachten.
- Die Durchquerungszeit einer langen Rossby-Welle beträgt im Nordatlantik bei 50°N ungefähr 7 Jahre. Das ist in etwa die Hälfte der beobachteten signifikanten Periode im Nordatlantik.

Um dieses Verhalten zu erklären, wird ein Mechanismus vorgestellt, welcher die in dem Modell beobachtete nordatlantische Variabilität erzeugen kann. Der Mechanismus geht davon aus, daß Rossby-Wellen mit Beckenskala in eine räumliche Resonanz mit dem Reynolds-Impulsfluß treten. Dieser Impulsfluß wird dabei zum einen durch die räumliche Struktur des stochastischen Windschubes, zum anderen durch die mittlere Strömung beeinflusst. Der Effekt des räumlich inhomogenen stochastischen Windschubes wird dabei als der vorherrschende angenommen. Dadurch läßt sich einerseits die in den Experimenten Nr.1 und Nr.2 beobachtete Periode von etwa 14 Jahren erklären, andererseits das Ausbleiben einer solchen Periode in Experiment Nr.3. Der Effekt des Grundstromes ist allein der, daß durch diesen vermutlich die Gradienten der mittleren Geschwindigkeitskorrelationen verändert werden, was zu einer verstärkten Resonanz mit der Rossby-Welle führt. Die Periode wird durch die doppelte Durchquerungszeit einer Rossby-Welle im Nordatlantik bestimmt.

Instabilitäten scheinen in dem verwendeten Modell keine entscheidende Rolle zu spielen. Das ist insofern interessant, da in einigen vergleichbar einfachen Modellen eine intern angeregte Variabilität beobachtet wird, wie in der Einleitung erläutert. In diesem Zusammenhang seien noch einmal die Arbeiten von Jiang *et al.* (1995) und McCalpin und Haidvogel (1996) erwähnt, welche auch ein Reduced-Gravity-Modell verwenden. Zur Erinnerung sei gesagt, daß diese Autoren ein hochauflösendes Ozeanmodell angetrieben durch ein stationäres Windfeld verwenden. Dort kommt es aufgrund intern angeregter Instabilitäten zu einem periodischen Verhalten der Strömung. Das ein derartiger Effekt in dieser Arbeit nicht beobachtet werden kann, hat vermutlich zwei Gründe. Erstens hat das in dieser Arbeit verwendete Modell eine sehr grobe Auflösung, was mit relativ kleinen Reynolds-Zahlen verbunden ist. Nichtlineare Effekte werden dadurch unterdrückt. Der zweite Grund ist die Verwendung des stochastischen Windschubes.

Die dadurch ausgelöste Variabilität ist so ausgeprägt, daß eventuell vorhandene nichtlineare Instabilitäten nicht erkannt und analysiert werden können.

In Bezug auf den vorgeschlagenen Mechanismus darf nicht unerwähnt bleiben, daß die experimentellen Befunde noch nicht ausreichen, um eine abgesicherte Theorie zu formulieren. Aber auch unter Beachtung dieser Einschränkung erscheint der physikalische Hintergrund des vorgestellten Mechanismus plausibel, so daß er in Hinblick auf die interdekadische Variabilität diskutiert werden kann.

Diskussionwürdig ist die Tatsache, daß der vorgeschlagene Mechanismus ein rein ozeanischer ist, sofern man von dem räumlich inhomogenen stochastischen Windschub absieht. Die Rossby-Wellen sind die eigentliche Ursache der Variabilität. Im Zusammenhang mit der interdekadischen Variabilität in gekoppelten Modellen ist dieser Punkt besonders bemerkenswert. Auch die Theorie zur extern angeregten Variabilität in dem aktiv gekoppelten System Ozean-Atmosphäre im Nordatlantik und Nordpazifik geht davon aus, daß die Periode der Oszillation durch die Dynamik langer Rossby-Wellen bestimmt wird. In der Einleitung wurden einige Arbeiten vorgestellt, welche diese Theorie näher beschreiben (Latif und Barnett (1994, 1996), Grötzner *et al.* (1996), Münnich *et al.* (1997)). Der Mechanismus sei an dieser Stelle noch einmal kurz rekapituliert: Eine positive SST-Anomalie im Nordatlantik (-pazifik) schwächt den meridionalen Temperaturgradienten in der Atmosphäre ab. Damit wird auch die Rotation des Windschubes über dem entsprechenden Becken abgeschwächt. Die SST-Anomalie wird nun durch verminderten Wärmeverlust und verminderten Sverdrup-Transport südwärts verstärkt. Die negative Rückkopplung erfolgt über den subtropischen Wirbel, welcher über den westlichen Randstrom weniger Wärme nordwärts transportiert. Entscheidend ist bei diesem Rückkopplungsmechanismus die Rossby-Welle, welche durch das veränderte atmosphärische Windfeld ausgelöst wird. Diese Welle muß das Ozeanbecken von Osten nach Westen durchqueren, damit der Randstrom auf das veränderte Windfeld reagieren kann. Es ergeben sich durch diesen Kopplungsmechanismus deshalb Perioden, welche der doppelten Durchquerungszeit einer langen baroklinen Rossby-Welle in dem betrachteten Becken entsprechen.

Besonders bemerkenswert ist, daß sich der Kopplungs- und Resonanzmechanismus sehr ähnlich sind. In beiden Mechanismen wird die Periode durch die Dynamik langer barokliner Rossby-Wellen bestimmt. Durch den Kopplungsmechanismus wird die Rossby-Welle mit der entsprechenden zonalen Wellenzahl durch die Ozean-Atmosphäre-Wechselwirkung ausgelöst. Die Kopplung erzeugt genau die zur Periode gehörende Wellenlänge, nämlich die der doppelten zonalen Beckenausdehnung. Durch den Resonanzmechanismus wird die Rossby-Welle mit der entsprechenden Wellenlänge nicht erzeugt, aber aus dem Wellenfeld besonders hervorgehoben. Das stochastische Windschubfeld dient dabei als Wellengenerator, welcher ein breites Spektrum an Rossby-Wellen erzeugt.

Ein qualitativ ähnlicher Resonanzmechanismus für die thermohaline Zirkulation in einem vereinfachten Modell wird von Saravanan und McWilliams (1997)

vorgeschlagen. Dort werden die Wärme- und Frischwasserflüsse, welche die thermohaline Zirkulation antreiben, zum Teil stochastisch behandelt. Dieser stochastische Anteil ist räumlich inhomogen. Vorhandene ozeanische Moden der thermohalinen Zirkulation, welche sich durch spezielle Muster der Oberflächenanomalien von Temperatur und Salzgehalt auszeichnen, treten in eine räumliche Resonanz mit den Oberflächenflüssen. Dadurch werden die vorhandenen ozeanischen Moden verstärkt. Saravanan und McWilliams (1997) mutmaßen, daß der Effekt der räumlichen Resonanz einen bedeutenden Einfluß auf die interdekadische Variabilität der thermohalinen Zirkulation haben kann.

Es läßt sich also feststellen, daß vorhandene ozeanische Moden (windgetrieben und thermohalin) durch eine räumliche Resonanz mit dem atmosphärischen Antrieb verstärkt werden können. Es ist daher sinnvoll, diesen Mechanismus in unterschiedlich komplexen Modellen in Zukunft weiter zu untersuchen.

Einen abschließenden Diskussionspunkt bildet die Fragestellung, inwieweit ein vereinfachtes Ozeanmodell in der Lage ist, mit der Realität vergleichbare Ergebnisse zu produzieren. Dieses Problem läßt sich verallgemeinern, da die Fragestellung auf jede Form der vereinfachten Klimamodellierung zutrifft. Um diesen Punkt zu diskutieren, muß einem bewußt sein, daß man die Klimamodellierung in zwei unterschiedliche Konzepte unterteilen kann, welche allerdings fließend ineinander übergehen. Ein Konzept sieht vor, komplexe Modelle zu verwenden, welche das Verhalten des Klimasystems möglichst realistisch wiedergeben sollen. Die Ergebnisse solch komplexer Modelle sind aber oft schwer zu interpretieren, da eine Vielzahl von physikalischen Mechanismen miteinander wechselwirken. Einzelne Mechanismen sind in komplexen Modellen daher schwer zu studieren. Das andere Konzept benutzt vereinfachte Modelle, um damit spezielle physikalische Prinzipien zu untersuchen. Solche Modelle sind nicht dazu geeignet, die Realität möglichst genau wiederzugeben. Sie sind aber nützlich, um grundlegende Mechanismen des Klimas zu untersuchen.

An diesem Punkt muß betont werden, daß die Variabilität des Klimasystems weitestgehend noch nicht verstanden ist. Es ist daher angebracht, neben der Verwendung von realitätsnahen Modellen, auch in Zukunft vereinfachte Modelle zu benutzen, um die Physik des Klimasystems besser zu verstehen. Erst das Zusammenspiel von unterschiedlichen Modellierungskonzepten ermöglicht es, Fortschritte im Verständnis der Klimavariabilität zu erzielen

Literaturverzeichnis

- Asselin, R. (1972). Frequency filter for time integrations. *Mon. Wea. Rev.*, **100**(6), 487–490.
- Bjerknes, J. (1964). Atlantic air-sea interaction. *Adv. in Geophys.*, **10**, 1–82.
- Bryan, K. (1963). A numerical investigation of a nonlinear model of a wind-driven ocean. *J. Atmos. Sci.*, **20**, 594–606.
- Deser, C. und Blackmon, M. (1993). Surface climate variations over the north atlantic during winter: 1900–1989. *J. Climate*, **6**, 1743–1753.
- Dietrich, G., Kalle, K., Krauss, W., und Siedler, G. (1975). *Allgemeine Meereskunde, Dritte Auflage*. Gebrüder Borntraeger, Berlin/Stuttgart.
- DKRZ-Modellbetreuungsgruppe (1992). The ECHAM 3 atmospheric general circulation model. Technical Report 6, Deutsches Klimarechenzentrum.
- Frankignoul, C. und Hasselmann, K. (1977). Stochastic climate models. Part II. Application to sea-surface temperature anomalies and thermocline variability. *Tellus*, **29**, 289–305.
- Frankignoul, C. und Müller, P. (1979). Quasi-geostrophic response of an infinite β -plane ocean to stochastic forcing by the atmosphere. *J. Phys. Oceanogr.*, **9**, 104–127.
- Frankignoul, C., Müller, P., und Zorita, E. (1997). A simple model of the decadal response of the ocean to stochastic wind forcing. *J. Phys. Oceanogr.*, **27**, 1533–1546.
- Gill, A. E. (1982). *Atmosphere-Ocean Dynamics*. Academic Press, San Diego.
- Greatbath, R. und Zhang, S. (1995). An interdecadal oscillation in an idealized ocean basin forced by constant heat flux. *J. Climate*, **8**, 81–91.
- Grötzner, A., Latif, M., und Barnett, T. (1996). A decadal climate cycle in the north atlantic ocean as simulated by the ECHO coupled GCM. *Max-Planck-Institut für Meteorologie, Report*, **208**.

- Haidvogel, D., McWilliams, J., und Gent, P. (1992). Boundary current separation in a quasigeostrophic, eddy-resolving ocean circulation model. *J. Phys. Oceanogr.*, **22**, 882–902.
- Haltiner, G. (1971). *Numerical Weather Prediction*. Wiley, New York.
- Harlander, U. (1996). Interdecadal oscillations in a simple ocean model with fixed surface fluxes. *J. Phys. Oceanogr.* Submitted.
- Hasselmann, K. (1976). Stochastic climate models. Part I. Theory. *Tellus*, **28**, 473–484.
- Hellerman, S. und Rosenstein, M. (1983). Normal monthly wind stress over the world ocean with error estimates. *J. Phys. Oceanogr.*, **13**, 1093–1104.
- Holland, W. (1978). The role of mesoscale eddies in the general circulation of the ocean – Numerical experiments using a wind-driven quasi-geostrophic model. *J. Phys. Oceanogr.*, **8**, 363–392.
- Holton, J. (1992). *An Introduction to Dynamic Meteorology, Second Edition*. Academic Press, San Diego.
- Hurrell, J. (1995). Decadal trends in the north atlantic oscillation: Regional temperatures and precipitation. *Science*, **269**, 676–679.
- Jiang, S., Jin, F.-F., und Ghil, M. (1995). Multiple equilibria, periodic and aperiodic solutions in a wind-driven, double-gyre, shallow-water model. *J. Phys. Oceanogr.*, **25**, 764–786.
- Kowalik, Z. und Murty, T. (1993). *Numerical Modeling of Ocean Dynamics*. World Scientific Publishing Co., Singapore.
- Krauss, W. (1973). *Methods and Results of Theoretical Oceanography, Vol.1*. Gebrüder Borntraeger, Berlin/Stuttgart.
- Kushnir, Y. (1994). Interdecadal variations in north atlantic sea surface temperature and associated atmospheric conditions. *J. Climate*, **7**, 141–157.
- Latif, M. (1997). Dynamics of interdecadal variability in coupled ocean-atmosphere models. *Max-Planck-Institut für Meteorologie, Report*, **239**.
- Latif, M. und Barnett, T. (1994). Causes of decadal climate variability over the north pacific and north america. *Science*, **266**, 634–637.
- Latif, M. und Barnett, T. (1996). Decadal climate variability over the north pacific and north america: Dynamics and predictability. *J. Clim*, **9**(10), 2407–2423.

- LeBlond, P. und Mysak, L. (1978). *Waves in the Ocean*. Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam.
- Levitus, S., Antonov, J., Zengxi, Z., Dooley, H., Tsereschenkov, V., Selemenov, K., und Michaels, A. (1995). Observational evidence of decadal-scale variability of the north atlantic ocean. *Natural Climate Variability on Decade-to-Century Time Scales*, National Academy Press, Washington, D.C.
- Lorenz, E. (1963). Deterministic nonperiodic flow. *J. Atmos. Sci.*, **20**, 130–141.
- Luther, M. (1986). Supercomputers in ocean modelling. *Advanced Physical Oceanographic Numerical Modelling*, J.J. O'Brien (ed.), Reidel Publishing Company.
- Luther, M. und O'Brien, J. (1985). A model of the seasonal circulation in the arabian sea forced by observed winds. *Prog. Oceanogr.*, **14**, 353–385.
- McCalpin, J. und Haidvogel, D. (1996). Phenomenology of the low-frequency variability in a reduced-gravity quasigeostrophic double-gyre model. *J. Phys. Oceanogr.*, **26**, 739–752.
- Messinger, F. und Arakawa, A. (1976). *Numerical Methods Used In Atmospheric Models, Vol.1*. GARP Publications Series No.17, WMO-ICSU.
- Meyers, S., Johnson, M., Liu, M., O'Brien, J., und Spiesberger, J. (1996). Interdecadal variability in a numerical model of the northeast pacific ocean: 1970-89. *J. Phys. Oceanogr.*, **26**, 2635–2652.
- Munk, W. (1950). On the wind-driven ocean circulation. *J. Meteor.*, **7**, 79–93.
- Münnich, M., Latif, M., Venske, S., und Maier-Reimer, E. (1997). Decadal oscillations in a simple coupled model. *J. Phys. Oceanogr.* submitted.
- Namias, J. (1959). Recent seasonal interactions between north pacific waters and the overlying atmospheric circulation. *J. Geophys. Res.*, **64**, 631–646.
- Namias, J. (1969). Seasonal interactions between the north pacific ocean and the atmosphere during the 60s. *Mon. Wea. Rev.*, **97**, 173–192.
- Pedlosky, J. (1987). *Geophysical Fluid Dynamics, Second Edition*. Springer Verlag, New York.
- Pedlosky, J. (1996). *Ocean Circulation Theory*. Springer Verlag, New York.
- Peixoto, J. und Oort, A. (1992). *Physics of Climate*. American Institute of Physics, New York.

- Philander, G. (1990). *El Niño, La Niña, and the Southern Oscillation*. Academic Press, San Diego.
- Pickard, G. und Emery, W. (1990). *Descriptive Physical Oceanography: An Introduction, Fifth Edition*. Pergamon Press.
- Robert, A. J. (1966). The integration of a low order spectral form of the primitive meteorological equations. *J. Met. Soc. Japan*, **44**(5), 237–245.
- Røed, L. (1997). Energy diagnostic in a $1\frac{1}{2}$ -layer, nonisopynic model. *J. Phys. Oceanogr.*, **27**, 1472–1476.
- Saravanan, R. und McWilliams, J. (1997). Stochasticity and spatial resonance in interdecadal climate fluctuations. *J. Climate*, **10**, 2299–2320.
- Schönwiese, C. (1985). *Praktische Statistik für Meteorologen und Geowissenschaftler*. Gebrüder Borntraeger, Berlin/Stuttgart.
- Spall, M. (1996). Dynamics of the gulf stream/deep western boundary current crossover. Part II: Low frequency internal oscillations. *J. Phys. Oceanogr.*, **26**, 2169–2182.
- Stommel, H. (1948). The westward intensification of wind-driven ocean currents. *Trans. Am. Geophys. Union*, **29**, 202–206.
- Stommel, H. (1965). *The Gulf Stream, Second Edition*. University of California Press, Berkeley.
- Stommel, H. und Arons, A. (1960a). On the abyssal circulation of the world ocean. I. Stationary planetary flow patterns on a sphere. *Deep-Sea Res.*, **6**, 140–154.
- Stommel, H. und Arons, A. (1960b). On the abyssal circulation of the world ocean. II. An idealized model of the circulation pattern and amplitude in oceanic basins. *Deep-Sea Res.*, **6**, 140–154.
- Sverdrup, H. (1947). Wind-driven currents in a baroclinic ocean; with application to the equatorial currents of the eastern pacific. *Proc. Natl. Acad. Sci.*, **33**, 318–326.
- Tomczak, M. und Godfrey, J. (1994). *Regional Oceanography: An Introduction*. Pergamon Press.
- UNESCO, IOC, Technical Series (1992). *Oceanic Interdecadal Climate Variability*.
- Veronis, G. (1963). An analysis of wind-driven ocean circulation with a limited number of Fourier components. *J. Atmos. Sci.*, **20**, 577–593.

- Veronis, G. (1973). Large scale ocean circulation. *Adv. Appl. Mech.*, **13**, 1–92.
- von Storch, H. und Zwiers, F. (1997). *Statistical Analysis in Climate Research*. Cambridge University Press. Veröffentlichung vermutlich 1998.
- Vreugdenhil, C. (1990). *Numerical Methods for Shallow-Water Flow*. Von Karman Institute: Lecture Series on Computational Fluid Dynamics 1990, Belgium.
- Wright, P. (1988). An atlas based on the COADS data set: Fields of mean wind, cloudiness and humidity at the surface of the global ocean. *Max-Planck-Institut für Meteorologie, Report*, **14**.
- Wunsch, C. (1992). Decade-to-century changes in the ocean circulation. *Oceanography*, **5**(2), 99–106.

Danksagung

Bei Herrn Prof. Dr. K. Fraedrich bedanke ich mich für die Anregung und Ermöglichung dieser Arbeit.

Herrn Dr. F. Lunkeit danke ich für die vorbildliche Betreuung. Insbesondere bedanke ich mich für die ungezählten Diskussionen, welche für die Entstehung dieser Arbeit sehr wertvoll waren.

Allen weiteren Mitarbeitern des Meteorologischen Institutes der Universität Hamburg danke ich für die sehr gute Zusammenarbeit.